



Mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique électron-muon avec la méthode des éléments de matrice dans l'expérience ATLAS auprès du LHC

Aurélien Demilly

► To cite this version:

Aurélien Demilly. Mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique électron-muon avec la méthode des éléments de matrice dans l'expérience ATLAS auprès du LHC. Physique Quantique [quant-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014. Français. NNT : 2014PA066179 . tel-01142042

HAL Id: tel-01142042

<https://theses.hal.science/tel-01142042>

Submitted on 14 Apr 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de doctorat
de l'Université Pierre et Marie Curie

présentée par

Aurélien Demilly

Pour obtenir le grade de

Docteur ès sciences
de l'Université Pierre et Marie Curie

Spécialités :

Particules, Noyaux, Cosmologie
Sciences de la Terre, de l'Environnement et Physique de l'Univers

**Mesure de la masse du quark top
dans le canal dileptonique électron-muon
avec la méthode des éléments de matrice
dans l'expérience ATLAS auprès du LHC**

Soutenue le 19 septembre 2014 devant le jury composé de :

MM	Tristan	BEAU	Co-encadrant invité
	Roberto	CHIERICI	Rapporteur
	Frédéric	DELIOT	Examineur
	Fabrice	HUBAUT	Rapporteur
	Didier	LACOUR	Directeur de thèse
	Jean-Paul	TAVERNET	Président

Ph.D. thesis
of the Université Pierre et Marie Curie

presented by

Aurélien Demilly

To obtain the title of

Docteur ès sciences
de l'Université Pierre et Marie Curie

in the domains of:

Particules, Noyaux, Cosmologie
Sciences de la Terre, de l'Environnement et Physique de l'Univers

**Top quark mass measurement
in the dilepton electron-muon channel
with the matrix element method
in the ATLAS experiment at the LHC**

Defended to the following jury on September 19th, 2014:

MM	Tristan	BEAU	Invited co-supervisor
	Roberto	CHIERICI	Referee
	Frédéric	DELIOT	Examiner
	Fabrice	HUBAUT	Referee
	Didier	LACOUR	Supervisor
	Jean-Paul	TAVERNET	President

Luke: All right, I'll give it a try.

Yoda: No. Try not. Do...or do not. There is no try.

Star Wars: Episode V - The Empire Strikes Back (1980)

Remerciements

Et trois ans de plus se sont écoulés. Le chemin qui m'amène à écrire ces mots est long, certains diront une vie, les plus extrêmes 13,8 milliards d'années. Mon intérêt pour la science a certainement débuté lors de mon enfance : les égyptiens, dinosaures, chevaliers et autres cavernes préhistoriques occupaient pas mal de mon imagination. Ça et les dessins animés du mercredi matin après le téléachat. Mes parents ont été les premiers à nourrir ces intérêts, accompagnés de mes frères, tous les deux de formation scientifique. Merci à vous.

En terminal, je me suis orienté vers l'université, souhaitant devenir professeur de physique-chimie au lycée. Je me souviens encore du désespoir de ma professeure principale, qui croyait voir mon futur naufrage dans mon refus pour la classe préparatoire. L'université m'a permis de rencontrer une atmosphère et des gens très différents de mon lycée de banlieue classe moyenne. La relativité restreinte a été une révélation, une œuvre élégante de l'esprit humain. C'est en la découvrant, accompagnée de la mécanique quantique, que j'ai commencé à me demander « et si je continuais plus loin, et si je faisais un master et peut-être un doctorat ? ». Merci à toi Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, ton parc et tes discussions avec les enseignants chercheurs.

Paris et la première année de master ont été une confirmation. Jussieu. Le mot se suffit à lui même pour décrire cette atmosphère. C'est les amitiés intellectuelles, Mouffetard, la rue Broca, les Gobelins, le Panthéon, c'est l'insouciance dans le futur : « il suffit d'être bon ». C'est la découverte de la physique des particules et de la relativité générale. C'est mon premier véritable stage dans un laboratoire, le travail en équipe, le développement à deux d'un outil simulant l'orbite d'une sonde spatiale dans le système solaire. Merci à l'Université Pierre et Marie Curie. Merci à JEAN-PAUL TAVERNET, ELI BEN HAÏM et SOPHIE TRINCAZ-DUVOID.

Le NPAC fut une expérience exceptionnelle. Ce fut la confirmation de mon intérêt pour la physique des particules et le début de mes premiers conflits avec ROOT. Certes cette année là a eu son lot de passages difficiles (l'infâme examen de TQC, qui avec le recul était plus impressionnant qu'il n'était difficile), mais ce fut l'occasion de forger des amitiés qui, j'espère, dureront encore des années. Merci à vous GUILLAUME LEFEBVRE, PIERRE MORFOUACE et PATRICK ELHAGE, et à toute la promotion NPAC.

Le LPNHE est un lieu d'une ambiance incroyable ; et la thèse une sacrée gorgée de liberté. L'efficacité redoutable et la gentillesse des services administratifs, techniques et informatiques, vous permet de ne vous concentrer que sur vos recherches : merci à vous. L'approvisionnement sans faille en café garde votre esprit clair et dédié à la tâche : merci VERA. Besoin de partir au CERN ou en école pour vous épanouir ? Merci PHILIPPE SCHWEMLING et GIOVANNI CALDERINI

pour votre gestion du groupe ATLAS du laboratoire.

Le travail de thèse n'est pas une expérience solitaire, et elle est mieux partagée avec d'autres thésards. Ces trois années furent l'occasion de tous les horizons. Merci aux vieux post-doc ou thésards (désormais docteurs) du labo : PIER-FRANCESCO ROCCI, DAVID BENHAIEM, MARINE KUNA et AURÉLIEN MARTENS. Merci aux petits thésards du labo : SYLVESTRE PIRES, SAMUEL COQUEREAU, MATHILDE FLEURY, PIERRE BARTET-FRIBURG, LOUIS HENRY et MATTHIEU KIEFFER. Merci aux stagiaires de passage, dont MANON GARCIA a su se démarquer en réduisant drastiquement ma productivité à un moment crucial à force de me faire rire. Et encore une fois merci à GUILLAUME LEFEBVRE pour m'avoir supporté 3 ans dans son bureau et PATRICK EL-HAGE pour sa vision éclairante du monde. Il serait inutile de compter les débats du midi que vous avez su alimenter par vos perceptions personnelles, et après réflexion nous aurions du les noter et les publier, avant de former un *think tank* politique. Merci pour toutes ces pauses cafés qui, divertissant ponctuellement mon esprit, m'ont permis d'avancer. Merci à ELISA GRILLI, ma voisine du dessus au 96 rue BROCA, pour toutes ces discussions enrichissantes de part ta perspective sur l'expérience humaine. Enfin pour finir avec les thésards rencontrés, merci à FRÉDÉRIC DERUE d'avoir organisé les Journées Jeunes Chercheurs en seconde année, événement mémorable où l'élite intellectuelle française en physique fondamentale a su se retrouver autour de jeux de sociétés, perdue aux alentours de Munster, se créant de nouvelles références : *El Salvador... Dali!* (MANUE DUBRUEIL reconnaîtra). Enfin je termine ce paragraphe en remerciant toutes les personnes présentes à l'école du CERN de physique des particules en Hongrie. Ce fut mémorable. Je crois. Je m'en souviens pas très bien.

Ces trois années furent aussi l'occasion de me découvrir un besoin d'engagement. Okay, soyons honnête, je ne pense pas avoir fait plus que contribuer à l'alimentation de discussions. Mais faire partie du CA de l'association D2I2 est une expérience intéressante. Alors merci à AURÉLIEN MARTENS et MARINE VANDEBROUCK de m'avoir embarqué là dedans. Merci à NICOLAS MERIC pour son engagement et son exemple ; merci à GUILLAUME LEFEBVRE et PIERRE MORFOUACE de m'avoir rejoint sur le pont ; merci à NOËL MARTIN, MARIE-CORALIE DELATTRE, MAUD AIRIAU et BENJAMIN LE CROM d'incarner la relève.

Je remercie NICOLAS REGNAULT pour son rôle de parrain, et je suis désolé de ne pas t'avoir donné beaucoup de travail.

Je remercie DIDIER LACOUR et TRISTAN BEAU pour leur encadrement. Sans eux je n'aurais pas parcouru ce chemin. Il y a eu des conflits, des accords, des frustrations et des joies, bref tout ce qui permet de se construire. Merci à vous.

Enfin, merci à ROBERTO CHIERICI et FABRICE HUBAUT pour avoir accepté d'être mes rapporteurs, pour leurs remarques et questions pertinentes, leurs conseils et suggestions avisés. Merci à FRÉDÉRIC DELIOT et JEAN-PAUL TAVERNET (qui dans un sens aura assisté au début et à la fin de cette aventure) d'avoir accepté de faire parti de mon jury, j'espère que la présentation et la discussion vous plairont.

Bon, c'est pas tout ça, mais il paraît que je soutiens après demain. . .

Paris, le 17 septembre 2014.

Table des matières

Introduction	1
1 La physique du quark top	5
1.1 La masse	6
1.2 Le modèle standard de la physique des particules	7
1.2.1 Les particules de matière	7
1.2.2 Les interactions	9
1.2.3 Les limites du modèle standard de la physique des particules	16
1.3 Le quark top	18
1.3.1 La production du quark top dans un collisionneur hadronique	19
1.3.2 La phénoménologie du quark top	20
2 L'expérience ATLAS auprès du LHC	25
2.1 L'accélérateur LHC au CERN	26
2.1.1 Ses caractéristiques	26
2.1.2 Les expériences au LHC	27
2.1.3 Le fonctionnement du LHC de 2008 à 2013	28
2.2 A Toroidal LHC ApparatuS : un détecteur généraliste	29
2.2.1 Le détecteur interne	31
2.2.2 Les calorimètres	33
2.2.3 Le spectromètre à muons	35
2.2.4 Le système de déclenchement	36
2.2.5 L'environnement de calcul	38
3 Le calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS	41
3.1 Le principe de la mesure de l'énergie	42
3.1.1 La gerbe électromagnétique	42
3.1.2 La technologie argon liquide	46
3.2 La structure du calorimètre électromagnétique	47
3.3 L'étalonnage du calorimètre électromagnétique	51
3.3.1 Le signal d'étalonnage	54
3.3.2 Les campagnes d'étalonnage	54
3.4 La correction des voies défailantes	55
3.4.1 La correction des voies défailantes pour les rampes	56
3.4.2 La correction des voies défailantes pour les formes de signal de sortie	58
3.4.3 La conclusion	60
3.5 La stabilité des constantes d'étalonnage	61

4	Les événements $t\bar{t}$ dans l'expérience ATLAS	65
4.1	Les ensembles de données	66
4.1.1	Les données 2011	66
4.1.2	Les simulations	66
4.2	La topologie des événements $t\bar{t}$	69
4.2.1	Les propriétés des événements $t\bar{t}$	69
4.2.2	Les bruits de fonds	71
4.3	La reconstruction des objets	73
4.3.1	Les muons	73
4.3.2	Les électrons	75
4.3.3	Les jets	76
4.3.4	L'énergie transverse manquante	79
4.4	La sélection des événements	79
5	La méthode des éléments de matrice pour la mesure de la masse du quark top	89
5.1	La méthode	90
5.2	La densité de probabilité pour le signal	91
5.3	La densité de probabilité pour le bruit de fond	94
5.4	Les fonctions de transfert	97
5.4.1	Les fonctions de transfert pour les leptons	97
5.4.2	Les fonctions de transfert pour les jets	97
5.5	La distribution de vraisemblance	100
5.6	Les limites de la méthode	102
5.7	Les outils MADGRAPH et MADWEIGHT	103
5.8	La sélection des jets pour MADWEIGHT	105
6	La mise en œuvre et les tests de la méthode	107
6.1	L'étalonnage de la méthode	108
6.1.1	Les événements partoniques	108
6.1.2	Les événements reconstruits	108
6.1.3	Les données 2011	110
6.2	L'étude de l'incertitude statistique	112
6.2.1	Les événements partoniques	114
6.2.2	Les événements reconstruits	115
6.3	Les études complémentaires	121
6.3.1	L'influence de la prescription d'ajustement sur la mesure	121
6.3.2	L'influence de l'erreur sur la vraisemblance	121
6.3.3	L'influence du choix de modélisation de la section efficace théorique	122
6.3.4	L'influence du nombre d'événements sur la mesure	125
7	La mesure de la masse du quark top sur les données 2011 du détecteur ATLAS	127
7.1	La distribution de vraisemblance	128
7.2	Les incertitudes systématiques	128
7.3	Le choix de la prescription de symétrisation des incertitudes systématiques	133
7.4	Les études de la signification statistique des incertitudes systématiques	134
7.5	La mesure de la masse du quark top par la méthode des éléments de matrice	135
7.6	Les mesures de la masse du quark top	136

7.6.1	Au sein d'ATLAS	136
7.6.2	La combinaison mondiale	138
7.6.3	La méthode des éléments de matrice au Tevatron	139
Conclusion et perspectives		140
A	Ensemble des figures de l'étude de la correction des voies défailantes du calorimètre électromagnétique	143
B	Code source de la paramétrisation CTEQ5MI	151
C	Fonctions de transfert des jets de b	173
D	Code source de soumission d'un calcul MADWEIGHT sur la grille	177
E	Étude de la signification statistique des incertitudes systématiques	195
F	Détail des incertitudes systématiques sur l'échelle d'énergie des jets et les leptons	211
G	Mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon avec l'estimateur m_{lb}	213
Bibliographie		227

Liste des figures

1.1	Contenu en particules du modèle standard	8
1.2	Potentiel du boson de HIGGS	13
1.3	Section efficace totale de collision électron-positron en hadrons et rapport R . . .	15
1.4	Évolution du couplage chromodynamique	17
1.5	Diagramme de FEYNMAN de la production d'une paire $t\bar{t}$ par interaction forte . .	20
1.6	Section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en fonction de \sqrt{s}	21
1.7	Diagramme de FEYNMAN de la production d'un quark top seul par interaction faible	22
1.8	Taux d'embranchement des différents états finaux d'une désintégration de paire $t\bar{t}$. .	23
1.9	Stabilité du vide électrofaible dans le plan $M_H \times m_t^{\text{pole}}$	24
2.1	Ensemble des accélérateurs du CERN	27
2.2	Luminosité sur les années 2011 et 2012	29
2.3	Vue de côté du détecteur ATLAS avec son système de coordonnées	30
2.4	Vue en coupe du détecteur interne d'ATLAS et de ces composantes.	31
2.5	Vue éclatée du détecteur interne d'ATLAS.	32
2.6	Schéma d'un quart du détecteur interne montrant chaque élément du détecteur ainsi que leur couverture en η	33
2.7	Schéma du système calorimétrique d'ATLAS.	34
2.8	Schéma des chambres à muons du détecteur ATLAS	35
2.9	Schéma de principe du système de déclenchement du détecteur ATLAS.	37
3.1	Schéma d'une gerbe atmosphérique issue d'un proton d'une énergie de 10^{15} eV . .	43
3.2	Section efficace totale d'un photon avec le carbone et le plomb en fonction de l'énergie du photon.	44
3.3	Dépôt d'énergie d'électrons d'énergies variées en fonction de la profondeur dans un block de cuivre	46
3.5	Schéma en coupe longitudinale du système calorimétrique d'ATLAS.	48
3.6	Schémas d'électrodes du calorimètre	49
3.7	Quantité de matière cumulée en longueur de radiation X_0 fonction de la valeur absolue de η	49
3.8	Schéma d'un module du tonneau	50
3.9	Représentation du signal physique triangulaire ainsi que de sa mise en forme . .	52
3.10	Diagramme de l'électronique du calorimètre électromagnétique	53
3.11	Graphique représentant la réponse des cellules 0 et 114 du <i>slot</i> 4 du <i>feedthrough</i> 0 du calorimètre central côté A, échantillonné toutes les nanosecondes	55
3.12	Distribution des valeurs mesurées de pentes	59
3.13	Distribution des différences point à point des formes de signal en sortie	60

3.14	Distribution des différences absolues de piédestal	62
3.15	Distribution des différences absolues de bruit électronique	63
3.16	Distribution des différences absolues de gain	64
4.1	Probabilité qu'un muon déclenche l'acquisition en fonction de son impulsion transverse	66
4.2	Fonctions de densité de partons du proton	68
4.3	Distributions du nombre moyen d'interactions par croisement de paquets pour les données physique à gauche et pour une simulation à droite.	70
4.4	Distribution des poids correcteurs liés au nombre moyen d'interaction par croisement de faisceaux, pour des événements $t\bar{t}$ simulés POWHEG+PYTHIA.	70
4.5	Évolution de l'efficacité d'identification en fonction de l'énergie transverse pour la région centrale	76
4.6	Schéma de la chaîne d'étalonnage des jets utilisé pour données 2011	78
4.7	Graphiques de contrôle de l'étiquetage des jets de b	79
4.8	Sections efficaces mesurées par ATLAS de différents processus du modèle standard	81
4.9	Distribution du nombre de jet par événement sélectionné dans le canal dileptonique $e\mu$	83
4.10	Distributions de l'énergie (a), de la direction (b) et (c) et de l'impulsion transverse (d) des électrons pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$.	84
4.11	Distributions de l'énergie (a), de la direction (b) et (c) et de l'impulsion transverse (d) des muons pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$. .	85
4.12	Distributions de l'énergie (a), de la direction (b) et (c) et de l'impulsion transverse (d) des jets pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$	86
4.13	Distributions de l'énergie (a), de la direction (b) et (c) et de l'impulsion transverse (d) des jets étiquetés b pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$	87
4.14	Distributions de l'énergie transverse (a) et de l'angle azimuthal (b) de l'énergie manquante transverse pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$	88
5.1	Fraction de signal $t\bar{t}$ en dilepton $e\mu$ fonction de m_{top}	91
5.2	Section efficace de production $t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV fonction de m_{top}	93
5.3	Efficacité de sélection fonction de m_{top}	93
5.4	section efficace de production associée Wt à $\sqrt{s} = 7$ TeV fonction de m_{top}	96
5.5	Efficacité de sélection d'événements Wt fonction de m_{top}	96
5.6	Différence d'énergie et de direction entre électron vrai et électron détecté	98
5.7	Différence d'énergie et de direction entre muon vrai et muon détecté	98
5.8	Différence d'énergie et de direction entre quark b et jet reconstruit	99
5.9	Fonction de transfert pour un jet de b de $E = 100\text{GeV}$ et $0 < \eta < 0,8$	99
5.10	Dépendance en énergie des paramètres de la fonction de transfert	100
5.11	Distribution de vraisemblance triviale	102
5.12	Chaîne d'analyse des données de l'acquisition à la mesure.	104
6.1	Distribution de vraisemblance d'événements MADGRAPH à $m_{\text{gen}} = 175\text{GeV}$. .	109
6.2	Distribution de vraisemblance d'événements MADGRAPH à différentes m_{gen} . .	110
6.3	Linéarité de la méthode pour des événements MADGRAPH	111
6.4	Distribution de vraisemblance d'événements POWHEG+PYTHIA $m_{\text{gen}} = 172,5\text{GeV}$	111

6.5	Distribution de vraisemblance d'événements POWHEG+PYTHIA à différentes m_{gen}	112
6.6	Linéarité de la méthode pour des événements POWHEG+PYTHIA	113
6.7	Distribution de vraisemblance pour les données ATLAS 2011	113
6.8	Distribution de vraisemblance, pseudo-expérience MADGRAPH	114
6.9	Distribution des masses mesurées sur 1000 pseudo-expériences MADGRAPH	115
6.10	Distribution de <i>pull</i> pour 1000 pseudo-expériences MADGRAPH	116
6.11	Distribution de <i>pull</i> pour des événements MADGRAPH soumis à un effet détecteur	117
6.12	Distribution de <i>pull</i> pour des événements MADGRAPH soumis à un effet détecteur, analysés avec les fonctions de transfert	117
6.13	Distribution de <i>pull</i> pour des événements POWHEG+PYTHIA choisis au niveau partonique	118
6.14	Distribution de <i>pull</i> pour des événements POWHEG+PYTHIA	119
6.15	Distribution de <i>pull</i> pour des événements POWHEG+JIMMY et MC@NLO+JIMMY	119
6.16	Largeur des distributions de <i>pull</i> avec et sans correction	120
6.17	Distributions de vraisemblance POWHEG+PYTHIA, intervalle d'ajustement réduit comparé à ajustement global	121
6.18	Distribution de masses reconstruites pour l'ajustement sur l'ensemble des masses hypothèses et l'ajustement sur intervalle réduit	122
6.19	Distribution de la différence entre la masse reconstruite pour une variation des vraisemblance avec la masse mesurée nominale	123
6.20	Section efficace différentielle du processus $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$ à $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ par MADGRAPH	124
6.21	Section efficace différentielle du processus $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$ à $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ au NNLO-NNLL et au LO	124
6.22	Étalonnage de la valeur centrale et de l'erreur statistique avec la normalisation MADGRAPH	125
6.23	Distributions de vraisemblance pour les deux normalisations	125
6.24	À gauche : moyenne de la valeur centrale et moyenne de l'erreur en fonction du nombre d'événements par distribution de vraisemblance. À droite : moyenne de l'erreur statistique et sa dispersion en fonction du nombre d'événements par distribution de vraisemblance.	126
7.1	Distributions de différences systématiques pour l'échelle d'énergie des jets de quark b	135
7.2	Distribution de vraisemblance pour les données 2011 à $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	137
7.3	Récapitulatif des mesures de la masse du quark top	139
A.1	Distribution des valeurs mesurées de pentes	144
A.2	Distribution des valeurs mesurées de pentes	145
A.3	Distribution des valeurs mesurées de pentes	146
A.4	Distribution des différences point à point des formes de signal en sortie	147
A.5	Distribution des différences point à point des formes de signal en sortie	147
A.6	Distribution des différences point à point des formes de signal en sortie	148
A.7	Distribution des différences point à point des formes de signal en sortie	148
A.8	Distribution des différences point à point des formes de signal en sortie	149
A.9	Distribution des différences point à point des formes de signal en sortie	149

C.1	Différence entre l'énergie du parton et l'énergie du jet associé, dans la classe $ \eta \in [0;0,8]$	173
C.2	Différence entre l'énergie du parton et l'énergie du jet associé, dans la classe $ \eta \in [0,8;1,37]$	174
C.3	Différence entre l'énergie du parton et l'énergie du jet associé, dans la classe $ \eta \in [1,37;2,5]$	174
C.4	Dépendance en énergie des paramètres de la fonction de transfert	175
C.5	Dépendance en énergie des paramètres de la fonction de transfert	175
E.1	Distributions de différences systématiques pour l'échelle d'énergie des jets de quark b	195
E.2	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP STAT1 de l'échelle d'énergie des jets	196
E.3	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP STAT2 de l'échelle d'énergie des jets	196
E.4	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP STAT3 de l'échelle d'énergie des jets	197
E.5	Distributions de différences systématiques de la composante EtaIntercalibration TotalStat de l'échelle d'énergie des jets	197
E.6	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP MODEL1 de l'échelle d'énergie des jets	198
E.7	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP MODEL2 de l'échelle d'énergie des jets	198
E.8	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP MODEL3 de l'échelle d'énergie des jets	199
E.9	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP MODEL4 de l'échelle d'énergie des jets	199
E.10	Distributions de différences systématiques de la composante EtaIntercalibration Theory de l'échelle d'énergie des jets	200
E.11	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP DET1 de l'échelle d'énergie des jets	200
E.12	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP DET2 de l'échelle d'énergie des jets	201
E.13	Distributions de différences systématiques de la composante EffectiveNP MIXED1 de l'échelle d'énergie des jets	201
E.14	Distributions de différences systématiques de la composante SingleParticle HighPt de l'échelle d'énergie des jets	202
E.15	Distributions de différences systématiques de la composante RelativeNonClosure MC11b de l'échelle d'énergie des jets	202
E.16	Distributions de différences systématiques de la composante Pileup OffsetNPV de l'échelle d'énergie des jets	203
E.17	Distributions de différences systématiques de la composante Pileup OffsetMu de l'échelle d'énergie des jets	203
E.18	Distributions de différences systématiques de la composante closeby de l'échelle d'énergie des jets	204
E.19	Distributions de différences systématiques de la composante flavor composition de l'échelle d'énergie des jets	204

E.20	Distributions de différences systématiques de la composante flavor response de l'échelle d'énergie des jets	205
E.21	Distributions de différences systématiques pour l'erreur sur l'échelle d'énergie des électrons	205
E.22	Distributions de différences systématiques pour l'erreur sur la résolution en énergie des électrons	206
E.23	Distributions de différences systématiques pour l'erreur sur l'échelle d'énergie des muons	206
E.24	Distributions de différences systématiques pour l'erreur sur l'efficacité d'identification des muons	207
E.25	Distributions de différences systématiques pour l'erreur sur l'énergie transverse manquante	207
E.26	Distributions de différences systématiques pour l'erreur sur l'efficacité de l'étiquetage de jet de b	208
E.27	Distributions de différences systématiques pour l'erreur sur l'estimation de l'empilement	208
E.28	Distributions de différences systématiques pour l'erreur sur la résolution en énergie des jets et l'efficacité des jets	209
G.1	Distribution de la variable m_{lb} pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$	214
G.2	Distribution ajustée de m_{lb} pour le signal POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV	215
G.3	Distributions ajustées de m_{lb} pour le signal POWHEG+PYTHIA à différentes m_{top}	216
G.4	Distribution ajustée de m_{lb} pour le bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV	217
G.5	Distribution ajustée de m_{lb} pour le bruit de fond POWHEG+PYTHIA à différentes m_{top}	218
G.6	Évolution des paramètres des fonctions d'ajustement pour le signal et le bruit de fond en fonction de la masse du quark top	219
G.7	Distribution ajustée de m_{lb} pour le signal et le bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV	220
G.8	Distributions ajustées de m_{lb} pour le signal et le bruit de fond POWHEG+PYTHIA à différentes m_{top}	221
G.9	Relation linéaire entre la masse mesurée par l'ajustement par maximisation de vraisemblance et la masse du quark top générée	222
G.10	Distribution de m_{lb} ajustée pour une pseudo expérience signal et bruit de fond	222
G.11	Distribution de la masse reconstruite après étalonnage pour 1000 pseudo expériences signal et bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV.	223
G.12	Distribution de pull après étalonnage pour 1000 pseudo expériences signal et bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV.	223
G.13	Distribution de m_{lb} ajustée par le modèle par méthode de maximisation de vraisemblance pour les données 2011 à $\sqrt{s} = 7$ TeV	224

Liste des tables

1.1	Contenu en fermions gauche du modèle standard	9
2.1	Étapes du fonctionnement du LHC.	28
3.1	Valeurs de la longueur de radiation X_0 et de l'énergie critique E_c pour différents matériaux	45
3.2	Segmentation des calorimètres électromagnétique à argon liquide tonneau et bouchons en fonction de η et ϕ	50
3.3	Résultats obtenus pour la voie 127 du <i>slot</i> 12 du <i>FT</i> 6 du calorimètre central côté A	57
3.4	Récapitulatif pour chaque gain et chaque couche du calorimètre central de la moyenne de l'ordonnée à l'origine et de la pente sur le <i>feedthrough</i> 4	58
3.5	Erreur sur la valeur moyenne du pique, la déviation maximale positive et la déviation maximale négative pour le <i>EMBA</i> et le <i>EMECA</i>	60
4.1	Liste des ensembles d'événements simulés utilisé au cours de ce travail de thèse pour la simulation du signal $t\bar{t}$	72
4.2	Récapitulatif des sections efficaces des bruits de fond principaux	73
4.3	Ensemble des échantillons de données simulées utilisés pour les bruits de fond, et leurs caractéristiques	74
4.4	Liste des coupures et noms des variables associées pour les trois critères d'identification <i>loose</i> , <i>medium</i> et <i>tight</i>	77
4.5	Liste des bornes de classes en η et E_T utilisées pour paramétrer les seuils des critères d'identification.	78
4.6	Nombre d'événements attendus après chaque coupure dans le canal dileptonique $e\mu$	80
4.7	Nombre d'événements attendus après sélection dans le canal dileptonique $e\mu$. . .	81
5.1	Valeur de la section efficace de production $t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ pour différentes valeurs de m_{top}	92
5.2	Valeur de la section efficace de production Wt à $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ pour différentes valeurs de m_{top}	95
5.3	Valeurs d'efficacité et de pureté des différents algorithmes de choix de jets	106
6.1	Points de la linéarité POWHEG+PYTHIA	109
6.2	Valeurs du biais de la méthode ainsi que de la cohérence de l'erreur statistique sous différentes conditions de simulations	120
7.1	Récapitulatif des incertitudes systématiques	136
7.2	Mesures de la masse du quark top à ATLAS dans les canaux leptoniques	138

F.1	Composantes systématiques des leptons et de l'énergie manquante transverse . .	211
F.2	Composantes systématiques de l'échelle d'énergie des jets	212
G.1	Composantes systématiques de l'échelle d'énergie des jets	225
G.2	Récapitulatif des incertitudes systématiques	226

Introduction

La découverte d'une particule scalaire, a priori fondamentale, au LHC¹, et compatible avec un boson de HIGGS, annoncée le 4 juillet 2012, couronne de succès les premières années de fonctionnement du collisionneur, tout comme 17 ans plus tôt la découverte du quark top au Tevatron marquait une étape importante du programme de recherche de ce dernier. Les deux découvertes concernent des particules prédites des décennies avant leur observation, mais celle du 4 juillet 2012 offre une perspective particulière dans l'histoire de la physique moderne. Les éléments fondamentaux du modèle standard de la physique des particules sont tous observés, ses prédictions sont confirmées avec précision et aucune déviation significative n'est mesurée. Là où des arguments forts, comme la matrice CKM² ou le mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible, guidaient précédemment les programmes de recherche de nouvelles particules, aucun élément observationnel ne semble favoriser actuellement un modèle particulier de nouvelle physique. Le modèle standard de la physique des particules est une théorie effective des constituants élémentaires de la matière et leurs interactions, mais très peu d'indices permettent de se faire une idée d'une théorie plus fondamentale. Les prochaines années de recherche au sein du LHC seront cruciales dans leur capacité, ou incapacité, à découvrir des signaux exotiques.

C'est en cela que l'étude précise de la physique du quark top et de ses propriétés est nécessaire. Le quark top semble occuper une place particulière aux frontières du modèle standard : particule la plus massive, elle est la plus couplée au secteur scalaire du modèle et sa masse est proche de l'échelle d'énergie de brisure de symétrie électrofaible ; de par sa masse, elle fait partie de la phénoménologie de nombreux modèles de nouvelle physique, soit en étant la particule fille d'une nouvelle particule, soit en étant le bruit de fond de signaux plus exotiques. De ce fait, mesurer avec précision la masse du quark top conduit à mieux comprendre le modèle standard et ses implications, mais aussi à contraindre les possibles modèles de nouvelle physique.

Les données acquises au LHC par ATLAS³ à partir de novembre 2009 et de mars 2010 ont dans un premier temps permis de mieux comprendre le détecteur et d'affiner son étalonnage, tout en redécouvrant les propriétés du modèle standard de la physique des particules. Les premières mesures de précision ont pu ensuite être réalisées sur le premier échantillon complet de données produites à une énergie de centre de masse de 7 TeV, au cours de l'année 2011. Que ce soit pour la découverte du boson de HIGGS dans son canal de désintégration en deux photons ou pour les mesures de précision dans le secteur du quark top dans les états finaux comptant au moins un lepton, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS joue un rôle majeur, puisqu'il est responsable de la détection des électrons et photons au sein du détecteur. Dans un environnement expérimental dominé par des processus hadroniques, le calorimètre électromagnétique,

¹ « Large Hadron Collider » : Grand Collisionneur Hadronique.

² Des chercheurs CABBIBO, KOBAYASHI et MASKAWA.

³ « A Toroidal LHC ApparatuS »

en conjugaison avec le détecteur interne, permet une discrimination nécessaire des processus chromodynamiques de bruit de fond grâce à la reconstruction des leptons.

Le travail de thèse décrit ici comporte une première étude sur le calorimètre électromagnétique d'ATLAS et plus particulièrement l'étude d'une solution permettant de recouvrir l'étalonnage de cellules de détection défaillantes. Le sujet principal concerne la mesure de la masse du quark top dans le canal de désintégration en deux leptons en utilisant la méthode des éléments de matrice sur les données 2011. L'ensemble de ces travaux a été réalisé dans le cadre de mon doctorat au sein du groupe ATLAS du Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies (LPNHE) de Paris, sous la direction de DIDIER LACOUR et co-encadré par TRISTAN BEAU. Ceci s'inscrit dans la contribution du groupe ATLAS aux mesures de précision dans la physique du quark top, poursuivant les travaux précédemment réalisés par PIETRO CAVALLERI de 2006 à 2009.

Le premier chapitre de ce manuscrit décrit brièvement le modèle de la physique des particules, la place de la propriété de masse en son sein, ainsi que ses limites. Il s'intéresse ensuite plus précisément à la physique du quark top et ses problématiques. Le deuxième chapitre décrit le contexte expérimental, le LHC et le détecteur ATLAS. Il introduit des outils techniques fondamentaux de la collaboration pour la mise en œuvre de ce travail de thèse.

Le troisième chapitre présente plus en détail un sous détecteur de l'expérience ATLAS, le calorimètre électromagnétique. Après avoir brièvement décrit le phénomène de gerbe électromagnétique, il s'attache à présenter mon travail de qualification auteur de la collaboration : l'étude d'une correction de l'étalonnage de voies défaillantes et l'étude de la stabilité de l'étalonnage du calorimètre.

Le quatrième chapitre décrit les données analysées et les objets manipulés par les analyses de données physiques dans la collaboration ATLAS. Le principe des simulations de données est brièvement décrit avant d'aborder les spécificités topologiques de la physique du quark top. La description des objets est ensuite réalisée, avant de présenter la sélection des événements effectuée pour cette thèse et l'accord entre les simulations et les données 2011.

Le chapitre 5 aborde les fondations théoriques de la mesure de la masse du quark top par la méthode des éléments de matrice dans le canal dileptonique électron-muon, ainsi que son adaptation aux réalités expérimentales. Les limites techniques de cette méthode sont abordées ainsi que l'intégration dans la chaîne d'outils logiciels de la collaboration ATLAS que j'ai réalisée.

Le chapitre 6 s'intéresse à comprendre et étudier le comportement de la méthode des éléments de matrice afin d'en extraire une mesure de la masse du quark top. Sont traités l'étalonnage de la méthode, afin d'assurer la bonne estimation de la valeur centrale de la mesure, ainsi que le test de validité de l'incertitude statistique sur la mesure. Différentes études de stabilité et d'optimisation de la méthode sont ensuite décrites.

La chapitre 7 décrit et évalue les incertitudes systématiques entâchant la mesure, et présente une étude s'attachant à la détermination de la signification statistique de certaines des erreurs systématiques. La mesure sur les données 2011 à $\sqrt{s} = 7$ TeV est présentée avant de discuter de sa comparaison avec les autres mesures existantes. Enfin ce manuscrit se termine par une conclusion remettant en contexte la mesure effectuée au cours de ce travail de thèse de 2011 à

2014.

Chapitre 1

La physique du quark top

Sommaire

1.1	La masse	6
1.2	Le modèle standard de la physique des particules	7
1.2.1	Les particules de matière	7
1.2.2	Les interactions	9
1.2.2.1	Électrodynamique quantique	9
1.2.2.2	L'interaction électrofaible	10
1.2.2.3	La chromodynamique quantique	14
1.2.3	Les limites du modèle standard de la physique des particules	16
1.3	Le quark top	18
1.3.1	La production du quark top dans un collisionneur hadronique	19
1.3.2	La phénoménologie du quark top	20

La physique est une science mathématique et expérimentale. Le physicien cherche à décrire le comportement de l'univers, et son contenu, par une approche à la fois théorique et expérimentale. C'est GALILÉE qui, en documentant systématiquement son étude de la chute des corps et de l'inertie, pose les jalons de la méthode physique moderne. Les années qui suivront verront le développement en occident de sciences expérimentales s'attachant à décrire et comprendre chaque phénomène de l'observation. Aujourd'hui trois ensembles théoriques physiques sont bien définis : la physique classique proche de l'expérience humaine, la physique quantique et la relativité générale. Ces deux dernières sont liées à la physique des deux infinis qui cherche à comprendre l'intime structure de l'univers : la physique des particules décrivant l'infiniment petit dont l'outil principal est le modèle standard de la physique des particules, et la cosmologie qui s'intéresse aux grandes échelles et les comprend sous le paradigme de la relativité générale. Entre ces deux extrêmes résident de nombreux domaines de la physique, similaires par leur exploitation respectives d'outils mathématiques communs et leur culture scientifique, différents par les objets qu'ils cherchent à comprendre. C'est la physique nucléaire, décrivant la structure des noyaux atomiques et les interactions les sous-tendant ; la physique du solide visant à comprendre la structure des matériaux ; la mécanique des fluides s'intéressent à la dynamique des liquides ; la thermodynamique décrivant les échanges macroscopiques d'énergie entre systèmes physiques ; l'astrophysique étudiant les systèmes gravitationnels ; etc.

1.1 La masse

La masse est une notion historiquement liée à la quantité de matière et au poids. Les premières mesures de masse sont relatives et se font, à travers la force de poids, sur le principe de la balance : une masse étalon équilibre la masse mesurée. La masse s'exprime alors en multiple d'un étalon. Ainsi les romains mesuraient la masse en multiples de fèves de Caroube : la siliqua correspond à la masse d'une fève de caroube, environ 0,19 g. La masse se comprend alors comme une mesure de la quantité de matière, dans un contexte où la gravitation n'est pas connue.

Avec GALILÉE et NEWTON, la masse acquiert une nouvelle dimension. Le principe d'inertie, tel qu'inclus dans la mécanique newtonienne, précise que dans une classe spécifique de référentiel, en l'occurrence galiléen, en l'absence de forces exercées sur lui, un objet reste immobile ou en mouvement rectiligne uniforme. Avec sa loi fondamentale éponyme, NEWTON met en avant la relation entre les forces exercées sur un objet et l'accélération de cet objet : la masse de l'objet. La masse devient alors inertielle, c'est la « résistance » d'un objet à sa mise en mouvement.

En étudiant les données consignées dans les tables de BRAHÉ, KEPLER trouve un ordre simple dans le mouvement céleste : une planète a un mouvement elliptique autour du Soleil, qui occupe l'un des foyers de l'ellipse. Il découvre que le rapport du carré de la période orbitale par le cube du demi grand axe de l'orbite est le même pour toutes les planètes¹, c'est une constante k . L'ordre apparent dans le mouvement des planètes est du à la présence du Soleil ; KEPLER ne l'énonce pas encore, mais le paramètre gouvernant k est bien la masse du Soleil. La masse a un rôle actif, elle produit un champ ressenti par d'autres corps.

Quand NEWTON énonce sa loi de la gravitation universelle, il montre que chaque objet massif attire les autres corps massifs. La masse prend alors un autre sens, elle devient masse grave : il s'agit d'une charge passive, réponse d'un corps à l'interaction gravitationnelle. L'expérience n'ayant pas encore mesuré de différence entre masse grave et masse inertielle d'un corps, celles-ci sont considérées comme proportionnelles, c'est le principe d'équivalence faible. L'ordre céleste gouvernant les planètes et l'ordre terrestre sont unifiés ; la masse en est la propriété centrale, elle est à la fois inertielle et gravitationnelle. Deux méthodes deviennent alors disponibles pour estimer la masse de la Terre. La première nécessite de comprendre que le mouvement de la Lune autour de la Terre est de même nature que celui des planètes autour du Soleil, donc que les lois de KEPLER s'appliquent tout autant à la Lune autour de la Terre qu'à la Terre autour du Soleil. Dès lors, connaissant les caractéristiques orbitales de la Lune, sa période orbitale et sa distance à la Terre², il est possible d'estimer la masse de la Terre relativement à celle du Soleil. La deuxième méthode consiste à mesurer l'accélération d'un objet en chute libre à la surface de la Terre, connaissant les lois et les constantes de NEWTON et le rayon de la Terre, il est aisé de remonter à la masse de cette dernière.

Avec la relativité restreinte, la masse prend un nouveau sens. Mettant sur un même plan énergie et masse, l'équation d'EINSTEIN signifie que tout objet possède une énergie au repos sous la forme de masse. La masse se comprend alors comme l'énergie minimale à apporter pour produire une particule massive au repos. C'est une propriété intrinsèque d'une particule. Dans

¹Dans l'approximation où les masses des planètes sont très inférieures à celle du Soleil.

²La distance entre la Lune et la Terre est estimée pour la première fois par HIPPARQUE au deuxième siècle avant notre ère. En assignant une parallaxe minimale puis nulle au Soleil, HIPPARQUE obtient une fourchette de distance Terre-Lune, exprimée en multiple du rayon de la Terre.

le cadre de la relativité générale, la masse, au même titre que l'énergie, est responsable de la courbure de l'espace-temps. L'espace devient dynamique, le contenu influe sur sa géométrie. EINSTEIN étend le principe d'équivalence, postulant que gravitation et accélération ont le même effet pour un observateur local.

Dans le paradigme du modèle standard de la physique des particules, la masse d'une particule passe du statut de simple paramètre expérimental à celui de mesure de la force d'interaction de la particule avec le champ de HIGGS. Ce dernier est responsable de l'acquisition d'une propriété « masse » par la particule.

La masse, ou son absence, est une propriété de tout objet décrit par la physique fondamentale. Cette notion se définit avant tout par son influence sur les phénomènes physiques que le physicien mesure. La confirmation de l'existence du champ de HIGGS pousse à interpréter la masse comme une propriété émergente d'une interaction plus fondamentale. Comprendre la notion de « masse », son émergence, sa nature, est alors nécessaire si l'on souhaite comprendre la structure intrinsèque de l'univers.

1.2 Le modèle standard de la physique des particules

Le modèle standard de la physique des particules [1–3] (et par exemple [4]) décrit le comportement des particules fondamentales connues de notre univers. C'est une théorie quantique des champs renormalisable (voir par exemple [5]). Ce modèle contient deux types de particules : les fermions et les bosons. Les premiers sont considérés comme les particules de matières ; les plus légères composent la matière telle que nous la connaissons usuellement. Les bosons fondamentaux de spin 1 sont les vecteurs des interactions ; ainsi, par exemple, le photon véhicule l'interaction électromagnétique connue classiquement. Trois interactions sont intégrées dans le modèle standard : l'interaction électromagnétique unifiée à l'interaction faible et l'interaction forte (via la chromodynamique quantique). Les particules massives acquièrent leur masse par interaction avec le boson de HIGGS. La gravité n'est pas comprise dans le modèle, l'apparente impossibilité de quantifier de façon satisfaisante la relativité générale l'exclue jusqu'à présent de la physique des particules. La figure 1.1 présente sous forme d'infographie l'ensemble de ces particules de matière et d'interaction.

1.2.1 Les particules de matière

Les fermions, particules de spin demi-entier, sont les particules fondamentales de matière du modèle. Ces particules sont organisées en trois générations de leptons et de quarks. Chaque fermion possède 3 nombres quantiques fondamentaux, correspondant aux charges liées à chacune des trois interactions. Ces charges sont l'hypercharge faible pour $U(1)_Y$, l'isospin pour $SU(2)_L$ et enfin la couleur pour $SU(3)$. Une combinaison de l'hypercharge faible et de l'isospin donne naissance à la charge électrique classique. Les fermions sont représentés par des champs de spineur, une représentation du groupe de LORENTZ correspondant à un spin $\frac{1}{2}$: les rotations d'angle multiple de 4π sont égales à l'identité ; dans le cas d'un spin 1, ce sont les rotations d'angle multiple de 2π qui sont égales à l'identité.

Le contenu en matière du modèle standard de la physique des particules est organisé en 3 familles de deux types de fermions : les leptons et les quarks. Les leptons sont des doublets

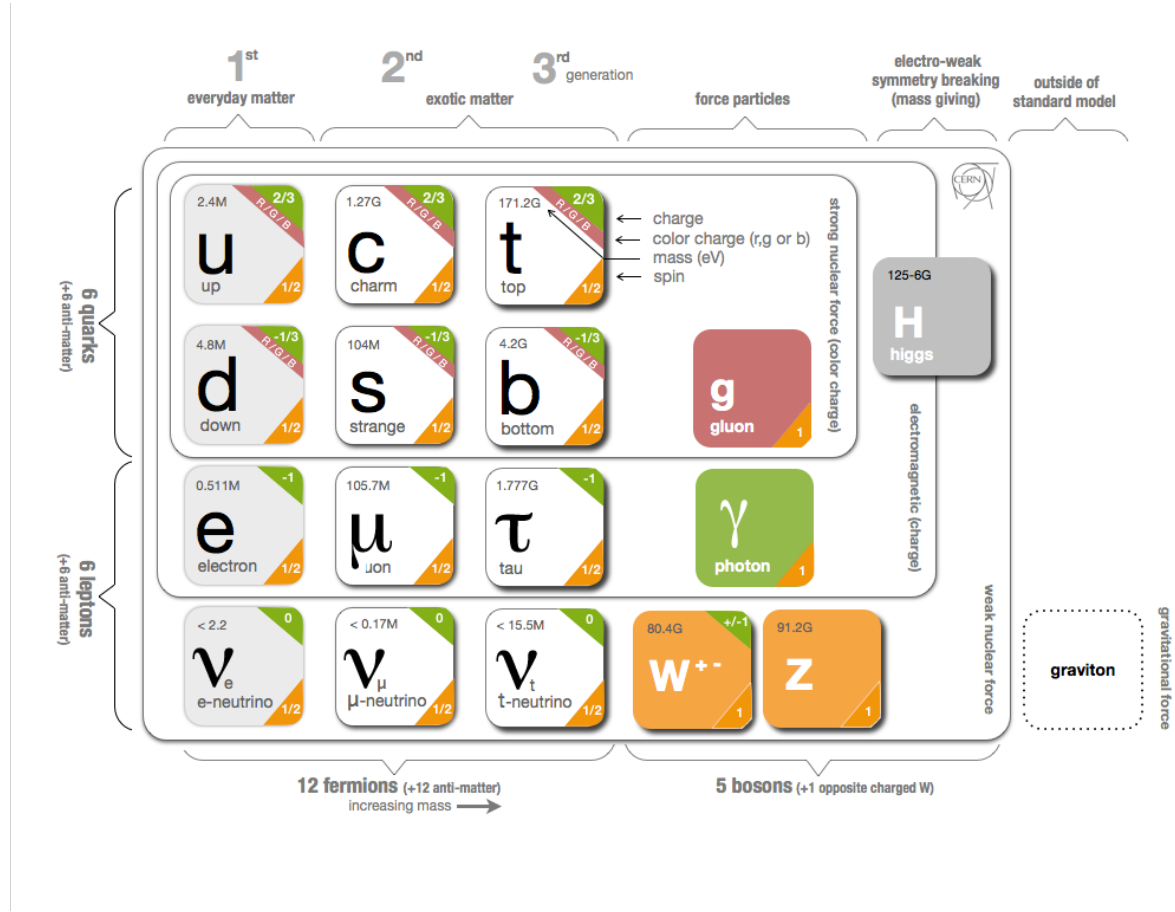


FIGURE 1.1: Table présentant les fermions et bosons du modèle standard. Les fermions sont organisés en trois familles de matière, les bosons en trois interactions et une brisure de symétrie. Le graviton est cité en tant qu'hypothèse d'intégration de la gravité dans le cadre d'une théorie quantique des champs.

d'isospin faible comprenant un fermion et son neutrino. Les leptons ne sont pas soumis à l'interaction forte. Les quarks sont organisés en doublet d'isospin comprenant un quark de type *up* et un quark de type *down*; ils sont sensibles aux trois interactions fondamentales. Ainsi, la première génération de fermions est composée des couples électron et neutrino électronique, quark *up* et quark *down*. Les deux autres générations sont organisées identiquement, avec des particules qui, à même isospin, présentent les mêmes charges quantiques. La seule différence entre deux particules occupant la même place dans leur famille respective réside dans la masse : les générations sont de masse croissante.

Les champs de fermion libres satisfont individuellement au lagrangien 1.1, issus de l'équation de Dirac.

$$\mathcal{L}_{\text{fermions}} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.1)$$

Fermion	Charge électrique	Isospin	Hypercharge	Couleur	Masse
e^-	-1	-1/2	-1	1	511 keV
e^+	+1	0	+2	1	511 keV
ν_e	0	+1/2	-1	1	< 0,28 eV
$\bar{\nu}_e$	0	0	0	1	< 0,28 eV
u	+2/3	+1/2	+1/3	3	~ 3 MeV
\bar{u}	-2/3	0	-4/3	$\bar{3}$	~ 3 MeV
d	-1/3	-1/2	+1/3	3	~ 6 MeV
\bar{d}	+1/3	0	+2/3	$\bar{3}$	~ 6 MeV
μ^-	-1	-1/2	-1	1	106 MeV
μ^+	+1	0	+2	1	106 MeV
ν_μ	0	+1/2	-1	1	< 0,28 eV
$\bar{\nu}_\mu$	0	0	0	1	< 0,28 eV
c	+2/3	+1/2	+1/3	3	~ 1,3 GeV
\bar{c}	-2/3	0	-4/3	$\bar{3}$	~ 1,3 GeV
s	-1/3	-1/2	+1/3	3	~ 100 MeV
\bar{s}	+1/3	0	+2/3	$\bar{3}$	~ 100 MeV
τ^-	-1	-1/2	-1	1	1,78 GeV
τ^+	+1	0	+2	1	1,78 GeV
ν_τ	0	+1/2	-1	1	< 0,28 eV
$\bar{\nu}_\tau$	0	0	0	1	< 0,28 eV
t	+2/3	+1/2	+1/3	3	~ 173,5 GeV
\bar{t}	-2/3	0	-4/3	$\bar{3}$	~ 173,5 GeV
b	-1/3	-1/2	+1/3	3	~ 4,2 GeV
\bar{b}	+1/3	0	+2/3	$\bar{3}$	~ 4,2 GeV

TABLE 1.1: Contenu en fermions gauche du modèle standard de la physique des particules. La charge électrique Q est reliée à l'hypercharge faible Y et à l'isospin T_3 par $Q = \frac{Y}{2} + T_3$.

1.2.2 Les interactions

Le formalisme du modèle standard de la physique des particules prend ses racines dans l'électrodynamique quantique. Toutes les interactions décrites par le modèle standard de la physique des particules sont issues de l'imposition d'une symétrie de jauge locale $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$ au lagrangien. De cette symétrie découle la forme des termes d'interaction et des contraintes sur les masses des particules de la théorie. Chacune des interactions est présentée brièvement dans la suite, ainsi que le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible.

1.2.2.1 Électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique est une théorie quantique des champs contenant un champ de photons et un champ d'électrons. Elle décrit l'interaction entre ces deux champs. Il est possible de faire apparaître l'interaction électromagnétique en imposant une symétrie de jauge locale $U(1)$ au lagrangien 1.1. Cette condition se réalise en demandant à ce que le lagrangien 1.1 soit invariant par la transformation $\psi \rightarrow e^{ie\phi}\psi$ avec ϕ un scalaire dépendant du quadri-vecteur

espace-temps. Pour le champ $\bar{\psi}$ la condition est $\bar{\psi} \rightarrow e^{-ie\phi}\bar{\psi}$. Le terme cinématique devient alors $i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu(e^{ie\phi}\psi) = i\bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu + ie\partial_\mu\phi)\psi$. Un nouveau champ apparaît $\partial_\mu\phi = A_\mu$, c'est un vecteur assimilé à une particule de spin 1 couplé au champ de fermion par la charge e : le photon.

Le terme cinématique du photon est $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Ce terme est invariant de jauge sachant que la transformation associée à A_μ est $A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu\phi$. On obtient alors le lagrangien de l'électrodynamique quantique 1.2, invariant sous la transformation de jauge locale U(1) simultanée de A_μ et ψ : $A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu\phi$ et $\psi \rightarrow e^{ie\phi}\psi$. Ainsi le champ fermionique est couplé au champ bosonique via son nombre quantique lié à U(1), la charge électrique -1 , et le couplage électromagnétique e . Le terme de masse fermionique $m\bar{\psi}\psi$ est bien invariant de jauge au contraire d'un possible terme de masse du photon, qui serait $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$. L'invariance de jauge locale U(1) impose une masse nulle au photon.

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \bar{\psi}\gamma^\mu(i\partial_\mu - eA_\mu)\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.2)$$

1.2.2.2 L'interaction électrofaible

L'étude des processus $\mu^- \rightarrow e - \nu_e \nu_\mu$ et $n \rightarrow pe^- \nu_e$ a montré que seuls les fermions gauches (antifermions droits) participent à ces transitions. L'interaction faible nécessite une structure plus complexe que l'électrodynamique quantique ; celle-ci présente des propriétés différentes vis-à-vis des fermions gauches et des fermions droits. De plus, le courant chargé de l'interaction faible couple deux fermions différents : un lepton et son neutrino, un quark de type *up* et un quark de type *down*. Dans une théorie d'interaction faible, les fermions ne sont plus représentés par des singlets mais bien par des doublets. Le groupe de symétrie le plus simple possédant une représentation en doublet est SU(2) ; ce groupe, de part le fait qu'il possède trois générateurs, permet d'introduire trois champs de bosons vecteurs dans la théorie. Si l'on désire ajouter l'interaction électromagnétique à l'interaction faible, le groupe de symétrie le plus simple est alors $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ ^{3 4}. Les champs de boson issus de $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ sont B_μ et \mathbf{W}_μ^i , i allant de 1 à 3 ; le lagrangien est décrit par l'équation 1.3. Dans l'équation 1.3, Y_W correspond à l'hypercharge faible et $\boldsymbol{\tau}_i$ aux trois matrices de PAULI, qui sont les générateurs infinitésimaux de SU(2). Les équations 1.4 et 1.5 présentent respectivement les tenseurs de champs U(1)_Y et SU(2)_L ; ce dernier fait intervenir la structure non-abélienne de SU(2)_L.

$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} + \sum_\psi \bar{\psi}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g'\frac{1}{2}Y_W B_\mu - g\frac{1}{2}\boldsymbol{\tau}_i \mathbf{W}_\mu^i \right) \psi \quad (1.3)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.4)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k \quad (1.5)$$

Dans l'équation 1.3, ψ représente implicitement les champs gauche, doublet de SU(2)_L, et les champs droits singlet. L'équation 1.3 peut se réécrire de façon à faire apparaître explicitement les différences entre champs gauches et champs droits comme présenté en 1.6 et 1.7. Dans ce cas

³L'indice Y désigne l'hypercharge faible, afin de différencier entre U(1)_Y et le groupe U(1) du modèle électrodynamique simple.

⁴L'indice L indique que ce groupe n'agit que sur les fermions gauches.

$\psi_L^i = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}$, l étant le lepton de génération i et ν_l son neutrino associé ; ou $\psi_L^i = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, u étant le quark de type *up* de génération i , d le quark de type *down* de génération i .

$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} + \sum_{i=1}^3 \bar{\psi}_L^i \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \frac{1}{2} Y_W B_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau}_i \mathbf{W}_\mu^i \right) \psi_L^i \quad (1.6)$$

$$+ \bar{\psi}_R^i \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \frac{1}{2} Y_W B_\mu \right) \psi_R^i \quad (1.7)$$

L'interaction électrofaible présente un courant chargé 1.8 et un courant neutre 1.9. Le courant chargé peut être écrit en terme de courants positifs et négatifs 1.10 ; les bosons vecteurs W_μ^+ et W_μ^- s'identifient alors en combinaison linéaire de W_μ^1 et W_μ^2 : $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2)$.

$$\mathcal{L}_{\text{CC}} = (\bar{\nu}_e \quad \bar{e}) \gamma^\mu \left[g' \frac{1}{2} (\tau_1 W_\mu^1 + \tau_2 W_\mu^2) \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \text{ avec } \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \text{ et } \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = (\bar{\nu}_e \quad \bar{e}) \gamma^\mu \left(g' \frac{1}{2} Y_W I_2 B_\mu + g \frac{1}{2} \tau_3 W_\mu^3 \right) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \text{ avec } I_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \text{ et } \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

$$\mathcal{L}_{\text{CC}^+} = \bar{e} \gamma^\mu \frac{g}{2\sqrt{2}} (W_\mu^1 + iW_\mu^2) \nu_e \text{ et } \mathcal{L}_{\text{CC}^-} = \bar{\nu}_e \gamma^\mu \frac{g}{2\sqrt{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2) e \quad (1.10)$$

L'identification du courant neutre au photon et au boson vecteur Z est moins directe ; le champ B_μ ne peut pas être identifié au champ A_μ . En effet l'hypercharge faible est la même pour le neutrino et son lepton associé, au contraire de la charge électrique, le neutrino étant neutre. Les deux champs B_μ et W_μ^3 étant neutre, il est possible de les mixer arbitrairement comme présenté en équation 1.11.

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \text{ avec } \theta_W \text{ l'angle de mélange électrofaible} \quad (1.11)$$

Le terme de courant neutre peut se réécrire comme le présente l'équation 1.12. En posant $g' \cos \theta_W = g \sin \theta_W = e$, le premier terme de l'équation 1.12 permet de retrouver le terme d'interaction de l'électrodynamique quantique 1.13 avec l'opérateur charge électrique $Q = \frac{Y_W}{2} + T_3$.

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = \bar{\psi} \gamma^\mu \left[\left(\frac{g'}{2} Y_W I_2 \cos \theta_W + \frac{g}{2} \tau_3 \sin \theta_W \right) A_\mu + \left(-\frac{g'}{2} Y_W I_2 \sin \theta_W + \frac{g}{2} \tau_3 \cos \theta_W \right) Z_\mu \right] \psi \quad (1.12)$$

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi} \gamma^\mu \left[e \left(\frac{Y_W}{2} + T_3 \right) A_\mu \right] \psi \text{ avec } T_3 = \frac{1}{2} \tau_3 \quad (1.13)$$

L'observation expérimentale montre que le partenaire faible, par courant chargé, d'un quark de type *up* n'est pas le quark *down* de la même famille mais une combinaison linéaire de tous les états *down* ; les états d'interaction faible ne sont pas confondus avec les états propres de masse. La matrice CKM de l'équation 1.14 permet de tenir compte de ce phénomène. Sa paramétrisation en terme d'état *down* est purement arbitraire et ne découle pas d'une asymétrie fondamentale

entre les états *up* et *down*. Par hypothèse, cette matrice est unitaire dans le modèle standard de la physique des particules. Le fait qu'il existe trois familles permet d'introduire une phase complexe violant la symétrie CP, en accord avec l'observation expérimentale de la désintégration du kaon.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

L'interaction électrofaible découle du fait d'imposer une symétrie de jauge $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ au lagrangien, une rotation des champs neutres permet de les assimiler au photon et au boson Z, tandis qu'une combinaison linéaire des champs hors diagonaux donnent naissance aux bosons W^+ et W^- . Néanmoins un problème se pose : les trois bosons vecteurs possèdent une masse, mesurée expérimentalement. Or, les termes de masses $m_Z Z_\mu Z^\mu$ ou $m_W W_\mu^\pm W^{\pm,\mu}$ brisent l'invariance de jauge. Le même problème se pose pour les termes de masses fermioniques 1.15 ; en effet un terme de masse fermionique fait intervenir les composantes gauches et droites du champ fermionique qui ne se transforment pas de la même façon sous $SU(2)_L$ brisant l'invariance de jauge.

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.15)$$

$U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ conduit ainsi à une théorie de champs non massifs. La solution réside dans l'idée de conserver un lagrangien complètement symétrique de jauge mais possédant des états d'énergie minimale brisant cette symétrie, permettant l'apparition de masses pour les bosons là où ces termes étaient précédemment interdits par la symétrie de jauge : c'est une brisure spontanée de symétrie. Techniquement il s'agit d'introduire dans le lagrangien du modèle standard un doublet de $SU(2)$ de champs scalaires complexes soumis à un potentiel décrit en équation 1.16.

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + h (\phi^\dagger \phi)^2, \quad h > 0, \quad \mu^2 < 0 \quad (1.16)$$

Si μ^2 était positif, le lagrangien 1.16 décrirait simplement une particule scalaire massive (de masse μ) soumis à un potentiel quartique. Le cas μ^2 négatif entraîne l'apparition d'un ensemble continu d'états dégénérés, d'énergie minimale, dont la transition de l'un à l'autre se fait sans effort : c'est un degré de liberté sans masse. Choisir une solution revient à briser cette symétrie. La figure 1.2 montre les deux potentiels possibles.

Dans le cas du modèle standard de la physique des particules, on peut ajouter au lagrangien une nouvelle composante scalaire 1.17, 1.18 et 1.19. Le nouveau champ scalaire est un doublet d'isospin, son hypercharge faible se détermine en demandant à ce que la composante neutre du doublet soit découplée du champ de photon. La brisure spontanée de symétrie se réalise en choisissant la solution 1.20.

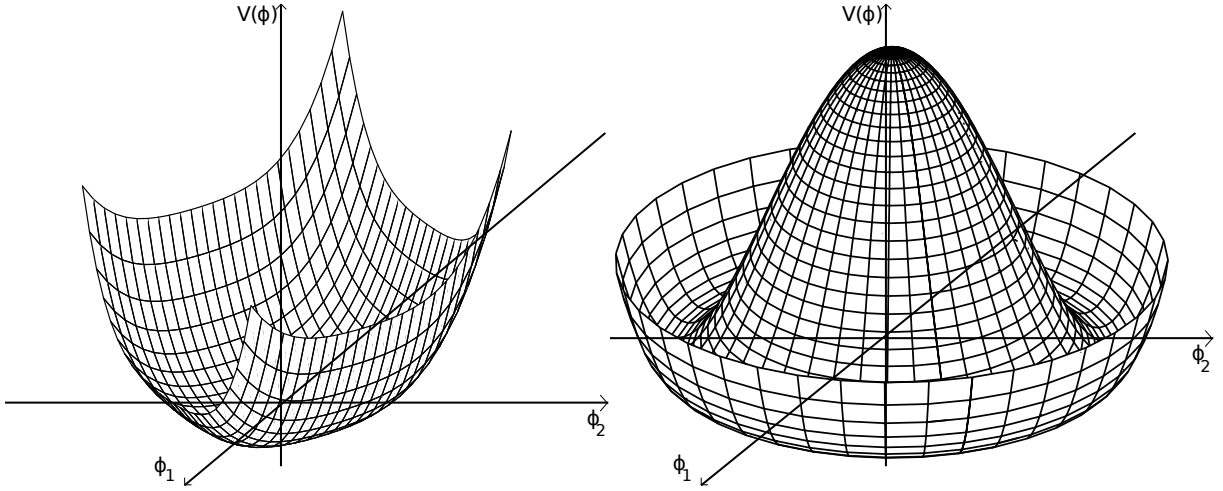


FIGURE 1.2: Forme du potentiel $V(\phi)$ selon les deux composantes du doublet scalaire ϕ , dans le cas $\mu^2 > 0$ à gauche et le cas $\mu^2 < 0$ à droite.

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - V(\phi) \quad (1.17)$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ig \left(\frac{1}{2} \boldsymbol{\tau}_i \mathbf{W}_\mu^i \right) \phi - ig' \left(\frac{1}{2} Y_W B_\mu \right) \phi \quad (1.18)$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Dans la solution 1.20, v est l'énergie minimale du vide, H l'excitation du champ scalaire : le boson de HIGGS. Sa valeur s'estime à travers la constante de FERMI G_F : $v = (\sqrt{2}G_F)^{-\frac{1}{2}}$, ce qui donne $v = 246$ GeV. En introduisant la solution 1.20 dans 1.17, on obtient à partir du terme de dérivée covariante le résultat en équation 1.21. La brisure spontanée de symétrie SU(2) donne naissance aux termes de masses pour les bosons vecteurs W^\pm et Z . Ces termes de masses, proportionnel à v^2 dans l'équation 1.21, donne la relation $m_W = m_Z \cos \theta_W = \frac{vg}{2}$ entre les masses des bosons vecteurs.

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left[\frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-,\mu} + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right] \quad (1.21)$$

En introduisant un nouveau champ scalaire permettant de briser la symétrie du vide SU(2) en une symétrie du vide U(1) de charge électrique, on conserve une masse nulle pour le photon et les bosons vecteurs acquièrent une masse par un processus permettant de conserver la symétrie de jauge locale U(1)_Y ⊗ SU(2)_L au niveau du lagrangien. Comme dit précédemment, les termes de masses fermioniques 1.15 ne respectent pas la symétrie U(1)_Y ⊗ SU(2)_L, car la partie gauche et la partie droite de ces champs ne se transforment pas de la même façon. Néanmoins, grâce à l'introduction d'un doublet de SU(2) scalaire, il est désormais possible d'écrire de nouveaux termes de masses pour les fermions 1.22, après brisure de symétrie. Ces termes se réécrivent

simplement $-\left(1 + \frac{H}{v}\right) m_f \bar{f} f$ et contiennent le terme de masse du fermion, ainsi que son couplage au boson de HIGGS.

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \frac{c}{\sqrt{2}} \left[\begin{pmatrix} \bar{\nu}_f & \bar{f} \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} f_R + \bar{f}_R \begin{pmatrix} 0 & v + H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_f \\ f \end{pmatrix}_L \right], \text{ pour les leptons} \quad (1.22)$$

Le lagrangien possède désormais toutes les propriétés désirées, renormalisable et invariant de jauge locale, et décrit le comportement de bosons vecteurs et de fermions massifs.

1.2.2.3 La chromodynamique quantique

Le grand nombre de mésons et de baryons détectés suggère l'existence de particules plus élémentaires que ces états : les quarks. En faisant l'hypothèse que les mésons sont des états liés quark-antiquark et les baryons des états liés trois quarks, il est possible d'organiser simplement le spectre de particules composites. Néanmoins, les quarks étant des fermions, afin de satisfaire au principe d'exclusion de PAULI, issus de la statistique de FERMI-DIRAC, il est nécessaire d'introduire un nouveau nombre quantique : la couleur. Chaque quark existe en trois couleurs différentes : bleu, rouge ou vert. En accord avec l'observation, comme décrit plus loin, il est nécessaire de postuler que les états observables sont des états composés neutres de couleurs : couleur-anticouleur ou bleu-rouge-vert. C'est l'hypothèse du confinement des quarks, les quarks libres ne sont pas observables car ils sont colorés.

Le nombre de couleurs a été vérifié expérimentalement grâce au rapport $R_{e^+e^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$, voir figure 1.3. Ce rapport dépend de l'énergie de centre de masse, une énergie croissante donne accès à des générations supplémentaires de quark. Néanmoins, les plateaux entre les différents seuils peuvent être approximés en fonction du nombre de couleur, et confirment l'hypothèse qu'il existe exactement trois couleurs. Il est possible de construire une théorie quantique des champs utilisant une charge de couleur en utilisant le groupe de symétrie SU(3).

Le groupe SU(3) possède huit générateurs, qui donnent naissance à huit champs de bosons : les gluons. Les quarks sont représentés par des triplets de couleur. Cette interaction est diagonale en saveur, contrairement à l'interaction faible. C'est une théorie non abélienne, SU(3) possédant une structure non triviale. L'équation 1.23 donne le lagrangien de la chromodynamique quantique.

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} \text{tr}(G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}) + i\bar{U}(\partial_\mu - ig_s G_\mu^a T^a) \gamma^\mu U + i\bar{D}(\partial_\mu - ig_s G_\mu^a T^a) \gamma^\mu D \quad (1.23)$$

En développant le terme cinématique du champ de jauge, la structure non triviale de SU(3) donne naissance à des interactions à trois et quatre gluons. Les équations 1.24 et 1.25 décrivent la cinématique libre des gluons et des quarks. À noter qu'un terme de masse de type 1.15 est tout à fait possible en chromodynamique quantique tout en respectant l'invariance de jauge locale : SU(3)_C ne fait pas de différence entre les chiralités des champs fermioniques. L'équation 1.26 présente les termes d'interaction entre les quarks et les gluons : ce sont des transitions d'une couleur à une autre, les générateurs de SU(3)_C étant sans trace. Enfin l'équation 1.27 montre les interactions à trois et quatre gluons. Ces interactions proviennent du caractère non abéliens de la théorie ; la non trivialité du terme f^{abc} donne naissance à ces termes, phénomène qui se

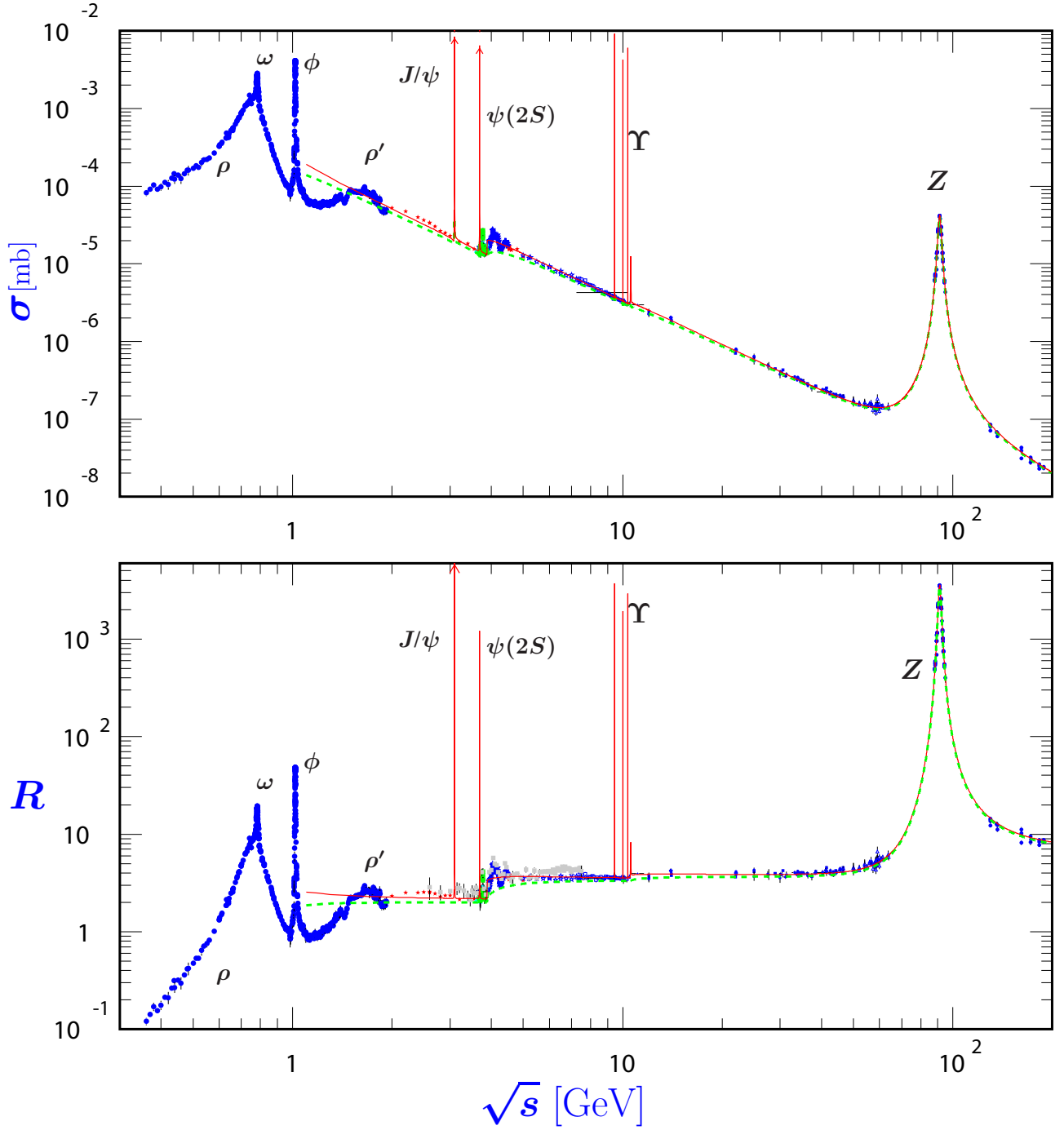


FIGURE 1.3: Données mondiales sur la section efficace totale de collision électron-positron en hadrons, ainsi que le rapport R de cette section efficace par la section efficace totale de collision électron-positron en pair muon-antimuon. La courbe verte correspond aux prédictions d'un modèle d'interaction quark-parton simple, décrit dans la référence [6], la rouge à la prédiction par chromodynamique quantique perturbative à l'ordre de trois boucles. La liste complète des références aux données originelles et le détail de l'extraction de la valeur R sont disponibles dans l'article [6].

retrouve aussi en interaction faible voir équation 1.5.

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}(\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu)(\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) \quad (1.24)$$

$$+ i\bar{U}\partial_\mu\gamma^\mu U + i\bar{D}\partial_\mu\gamma^\mu D \quad (1.25)$$

$$+ ig_s \left(\bar{U} G_\mu^a T^a \gamma^\mu U + \bar{D} G_\mu^a T^a \gamma^\mu D \right) \quad (1.26)$$

$$- \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e \quad (1.27)$$

Le processus dominant est la radiation de gluon par un quark ; il est possible d'avoir accès à la valeur de $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ par le rapport entre la désintégration $Z \rightarrow q\bar{q}g$ et $Z \rightarrow q\bar{q}$. Aux énergies du LEP⁵, le couplage fort est $\alpha_s \approx 0.1$.

La chromodynamique quantique présente un comportement différent de l'interaction électro-faible si l'on s'intéresse à l'évolution du couplage, laquelle s'obtient en renormalisant la théorie. La figure 1.4 décrit l'évolution du couplage de la chromodynamique quantique avec l'échelle d'énergie. Contrairement à l'électrodynamique quantique qui diverge à haute énergie, la chromodynamique quantique voit son couplage tendre vers zéro à haute énergie : c'est la liberté asymptotique. À l'inverse, le couplage devient important devant l'unité à basse énergie ; le fait qu'aux énergies du LEP, $s = 90^2 \text{ GeV}^2$, α_s soit déjà proche de l'unité rend la chromodynamique quantique non perturbative aux environs de $\lambda_{\text{QCD}} \approx 200 \text{ MeV}$; c'est l'échelle d'hadronisation. À cette échelle, la chromodynamique quantique ne peut plus être traitée perturbativement, des modèles phénoménologiques sont nécessaires.

1.2.3 Les limites du modèle standard de la physique des particules

Le modèle standard de la physique des particules est construit pour modéliser la physique de l'infiniment petit. Pour cela, il nécessite un grand nombre de paramètres finement ajustés afin de correspondre à la physique observée : par exemple, la masse observée d'une particule est un équilibre entre termes et contre-termes divergeants, la partie finie des corrections conduisant à l'observation. La présence de symétries fondamentales permet de contrôler ces divergences, ainsi les masses des fermions sont protégées par la symétrie chirale. Dans le cas d'une particule scalaire, aucune symétrie interne ne protège la masse de corrections importantes, demandant alors que les termes déterminés par la renormalisation soient ajustés finement de façon à correspondre aux observations expérimentales, c'est le problème de hiérarchie. Ceci et le fait que le modèle standard de la physique des particules ne semble pas être valable jusqu'aux échelles les plus hautes d'énergies (l'énergie de PLANCK par exemple) conduisent à penser que le modèle standard est une théorie effective de la physique des particules, et qu'il reste à découvrir un ensemble de lois plus fondamentales pour décrire les échelles les plus microscopiques de notre univers.

L'oscillation des neutrinos [8] vue dans le flux solaire, confirmée dans les expériences auprès de réacteurs, puis observée dans le flux atmosphérique et les expériences auprès d'accélérateurs,

⁵ « Large Electron Positron collider », collisionneur leptonique du CERN, fonctionnant de 1989 à 2000, atteignant une énergie de centre de masse maximale de 209 GeV.

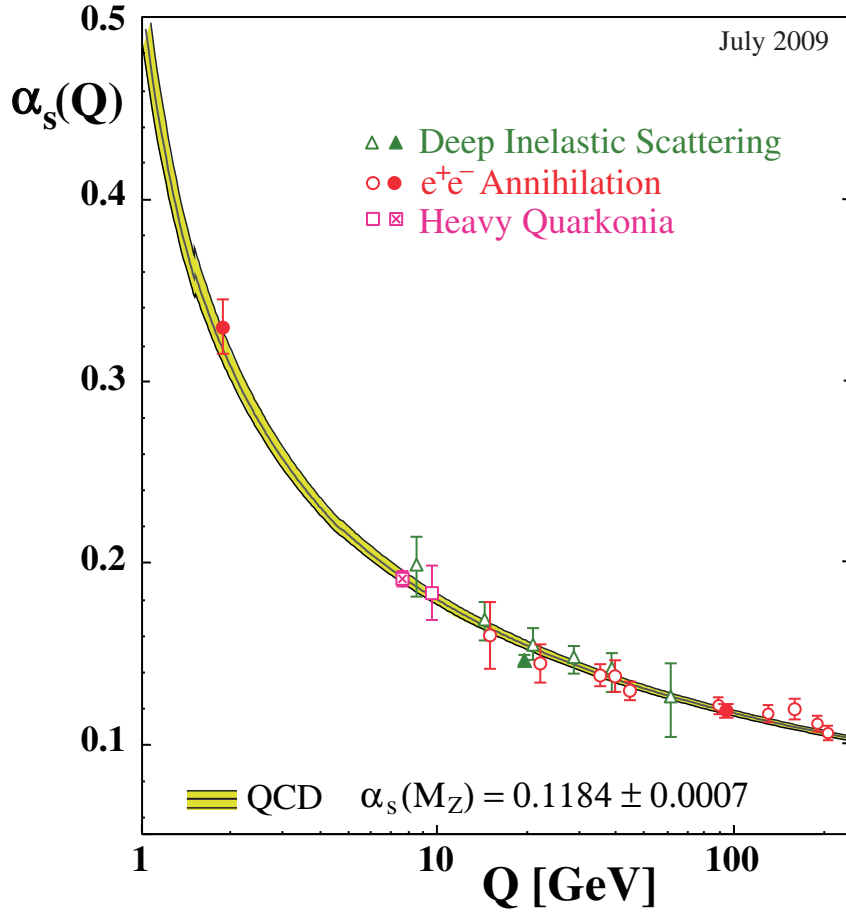


FIGURE 1.4: Évolution de la constante de couplage de la chromodynamique quantique avec l'échelle d'énergie. La prédiction théorique est comparée à divers résultats expérimentaux décrits en [7].

n'est possible que si les neutrinos possèdent une masse par état propre de propagation. Ceci est une indication de physique au delà du modèle standard. L'oscillation des neutrinos est décrit par un cadre similaire au mélange des quarks sous $SU(2)_L$, avec la matrice PMNS⁶, de même structure que la matrice CKM. La façon la plus simple d'accorder une masse au neutrino est d'ajouter un neutrino droit au modèle standard. Néanmoins ce dernier ne serait soumis à aucune interaction fondamentale, ce qui apparaît contre-intuitif. Une autre réponse réside peut-être dans le type de particule que serait le neutrino : de DIRAC ou de MAJORANA. Dans le dernier cas, le neutrino et l'antineutrino seraient identiques, et représenteraient le seul cas de fermion de MAJORANA au sein du modèle standard. Enfin un autre type de modèle consiste à introduire un neutrino droit massif de MAJORANA, qui permet de construire des modèles en *see-saw* et d'obtenir des neutrinos légers à basse énergie, si les masses des neutrinos droits sont au delà de l'échelle de brisure de symétrie électrofaible. La levée expérimentale de l'ambiguïté sur la nature des neutrinos permettrait d'avancer dans un domaine du modèle standard prometteur en nouvelle physique.

⁶Pour PONTECORVO, MAKI, NAGATA et SAKAGAWA

L'observation de la rotation des galaxies [9], ainsi que de la collision de galaxies, montrent qu'une partie de la matière gravitationnelle n'est pas observable. Cette matière ne semble pas rayonner de photons. Des particules candidates doivent donc interagir faiblement suivant les interactions du modèle standard. Aucune particule connue ne semble pouvoir remplir le rôle de la matière noire. Le neutrino, qui pourrait être un candidat du fait de sa charge électrique nulle, est trop léger, et conduirait à un gaz de particules trop chaud pour remplir le rôle gravitationnel observé.

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie quantique des champs à invariance de jauge locale définie dans un espace-temps statique. Par définition, il n'inclut pas l'interaction gravitationnelle telle que comprise au sein de la relativité générale. Le manque d'observations expérimentales de phénomènes gravitationnels à l'échelle microscopique rend difficile la tâche de comprendre la gravitation aux petites échelles. Les tentatives de quantification de la gravitation conduisent à des théories de jauge comportant un champ de spin 2, le graviton, vecteur de la gravitation. Ces théories ne sont pas renormalisables et présupposent un espace de MINKOWSKI. D'autres approches essaient de rassembler les interactions fondamentales dans un même cadre, mais au sein d'un espace statique à dimensions supplémentaires ; celles-ci nécessitent néanmoins de développer des techniques afin de rendre les dimensions spatiales supplémentaires inobservables à l'échelle macroscopique. L'approche de la gravitation quantique à boucle est de discrétiser l'espace-temps, afin de le rendre dynamique et quantique, elle n'intègre néanmoins que la gravitation et ne décrit pas les autres interactions.

Le modèle standard unifie l'interaction faible et l'interaction électromagnétique à l'échelle de brisure de symétrie électrofaible. Néanmoins, cette unification ne se retrouve pas pour la chromodynamique et l'interaction électrofaible, cela provient de la différence de traitement entre les quarks et les leptons. Une façon de résoudre ce problème est de faire appel à une plus grande symétrie. C'est ce que fait la supersymétrie [10–12], qui en construisant une symétrie englobant groupe de POINCARÉ et symétries internes, permet de lier en doublet fermions et bosons. Ceci permet de résoudre le problème de hiérarchie, tout en conduisant à l'unification des forces fondamentales du modèle standard. Le nombre de paramètres du modèle ainsi que le contenu en particule sont doublés, chaque fermion ayant un nouveau boson partenaire et vice versa. Ce dernier point soulève un problème expérimental, puisque les particules les plus légères de la théorie doivent alors être suffisamment massives pour ne pas avoir été détectées, conduisant à un choix fin des paramètres. À l'inverse, certains de ces particules supplémentaires, comme les superpartenaires les plus légers, sont des candidats naturels à la matière noire. À ce jour, aucune évidence expérimentale ne soutient les théories supersymétriques.

1.3 Le quark top

La découverte expérimentale du quark top a été officiellement annoncée le 2 mars 1995, environ 3 ans après les premiers indices directs expérimentaux, par les collaborations CDF et DØ au Tevatron, à Fermilab aux États Unis. La première proposition d'une troisième génération de quark provient de KOBAYASHI et MASKAWA [13] en 1973 afin d'expliquer l'observation de la violation de la symétrie CP dans la désintégration des kaons. Les états d'interaction faible des quarks sont différents des états de masse propre, introduisant la violation de saveur connue par l'interaction faible. À cette époque seuls les quarks *up*, *down* et *strange* sont observés, un quatrième est nécessaire afin de rendre compte de la violation de saveur : c'est le mécanisme

de GIM⁷. Néanmoins, avec seulement deux familles de quarks, point de violation de CP, les paramètres libres de la matrice de mélange de quark étant un seul et unique angle de mélange entre les deux générations. Une troisième famille est nécessaire, le nombre de paramètres devient alors quatre : trois angles de mélange et une phase complexe introduisant la possibilité d’une violation CP ; c’est la matrice CKM⁸. La découverte du méson J/Ψ en novembre 1974 par les équipes du Brookhaven National Laboratory et du Stanford Linear Accelerator, rapidement identifié comme un état lié $c\bar{c}$ renforce la crédibilité du mécanisme GIM, et ainsi celle de la proposition de KOBAYASHI et MASKAWA. Le quark bottom est découvert en 1977 par l’équipe de l’expérience E288 au Fermilab : un sixième quark est désormais nécessaire pour compléter ce doublet d’isospin. Il faut dix-huit ans et le développement d’accélérateurs de particules de plus en plus performants pour finalement découvrir le quark top à une masse de 176 ± 18 GeV [14, 15].

1.3.1 La production du quark top dans un collisionneur hadronique

Le quark top est la particule élémentaire la plus massive connue à ce jour. Sa production se réalise lors de collisions très énergétiques, possibles en haute atmosphère via l’interaction de rayons cosmiques avec celle-ci, ou encore au sein de collisionneurs de haute énergie dont les deux seuls représentants capables de produire le quark top étaient le Tevatron ou désormais le LHC. Dans ce contexte de collisionneur hadronique⁹, la production dominante du quark top se fait par production chromodynamique de paires $t\bar{t}$: un ensemble non exhaustif de graphes de FEYNMAN responsables de la production $t\bar{t}$, et de sa désintégration leptonique, est présenté sur la figure 1.5. Dans le contexte d’un collisionneur leptonique, la production de paires $t\bar{t}$ se réaliserait via un Z/γ^* de hautes énergies. À noter que ce processus est présent dans les collisionneurs hadroniques mais sa section efficace est bien inférieure à celle de la production chromodynamique et la phénoménologie équivalente, rendant de ce fait ce processus difficile à observer expérimentalement avec le Tevatron et le LHC. La figure 1.6 présente les mesures de section efficace de production de paires $t\bar{t}$ aux accélérateurs hadroniques en fonction de l’énergie de centre de masse des collisions, ainsi que les courbes de prédictions théoriques au NNLO-NNLL¹⁰.

Il est aussi possible de produire un quark top par interaction faible. Il existe trois processus : l’échange d’un boson W entre un quark b et un quark de type *up* ou *down*, c’est la voie t ; la production d’un boson W intermédiaire qui se désintègre en quark t et b , c’est la voie s ; et enfin la production associée d’un boson W et d’un quark t . Ces trois processus, accompagnés par une désintégration leptonique, sont illustrés sur la figure 1.7 via un ensemble non exhaustif de diagramme de FEYNMAN. La production électrofaible du quark top a été mise en évidence expérimentalement pour la première fois par la collaboration DØ en décembre 2006 [26] ; en mars 2009 les deux expériences du Tevatron, CDF et DØ, publient conjointement une observation définitive de la production électrofaible du quark top [27, 28].

⁷Des chercheurs GLASHOW, ILIOPOULOS et MAIANI.

⁸Des chercheurs CABBIBO, KOBAYASHI et MASKAWA.

⁹Accélérateur $p\bar{p}$ pour le Tevatron, pp pour le LHC.

¹⁰« Next-to Next-to Leading Order – Next-to Next-to Leading Logarithm » : ici, approximation à l’ordre sous-sous dominant en chromodynamique quantique, avec inclusion de l’ordre logarithmique sous-sous dominant.

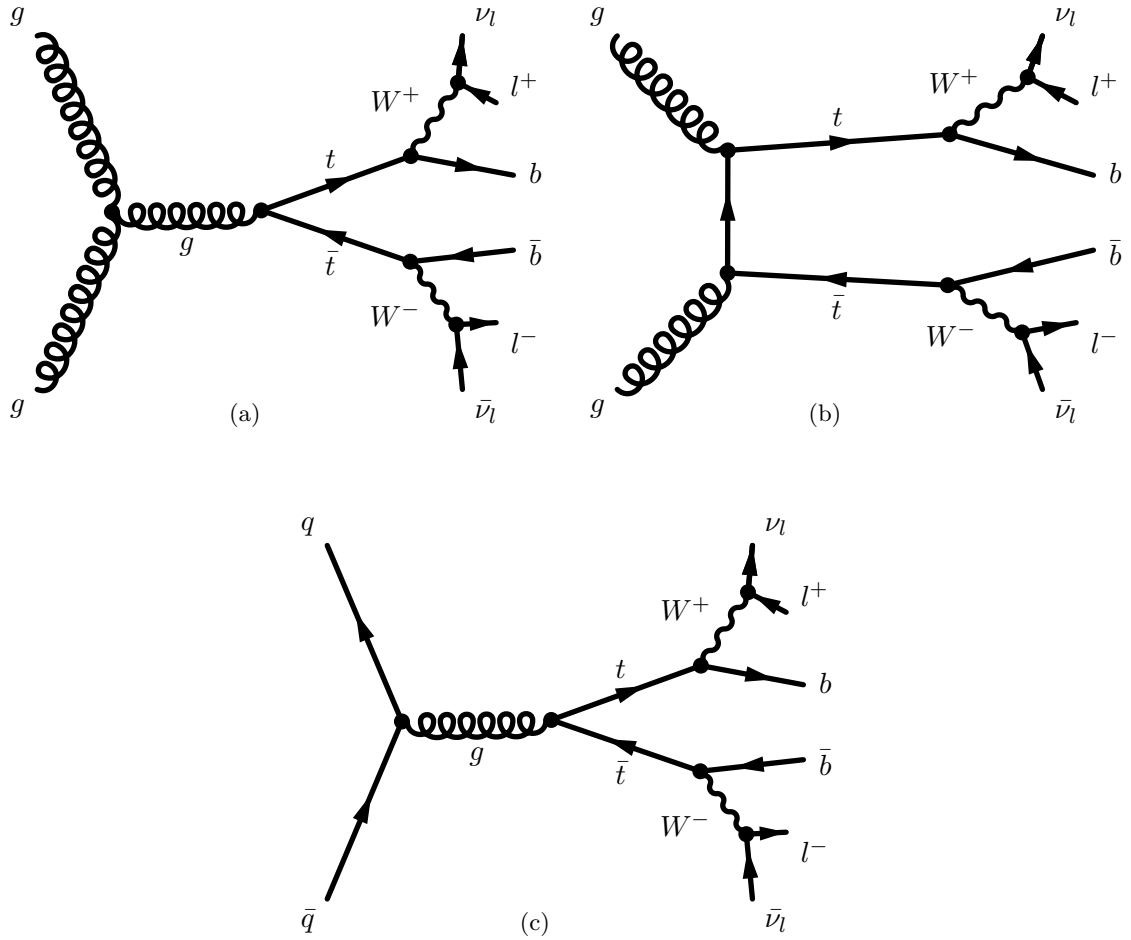


FIGURE 1.5: Diagramme de FEYNMAN de la production d'une paire $t\bar{t}$ par interaction forte puis de sa désintégration dans le canal dileptonique, dans le contexte d'un collisionneur hadronique.

1.3.2 La phénoménologie du quark top

Du fait de sa masse importante, le quark top a une durée de vie courte : 5×10^{-25} s. Sa désintégration par interaction faible a lieu avant que le quark top puisse s'hadroniser, ce qui laisse l'occasion unique de pouvoir étudier le comportement d'un quark « nu ». La seule désintégration connue du quark top est sa désintégration en un quark bottom par émission d'un boson W . Il est possible de mesurer le rapport d'embranchement du quark top en quark bottom, et celui-ci s'élève à 91 ± 4 % [29]. Ce dernier est directement proportionnel à l'élément de matrice CKM $|V_{tb}|$, permettant ainsi de sonder la nature unitaire de cet élément du modèle standard de la physique des particules. Le fait que le boson W puisse à son tour se désintégrer de façon hadronique $W \rightarrow q\bar{q}'$ ou de manière leptonique $W \rightarrow l\nu_l$, conduit à trois topologies différentes d'états finals pour la désintégration d'une paire $t\bar{t}$: dileptonique, semi-leptonique ou hadronique. Ces états sont plus avant discutés dans le chapitre 4 de ce document. La figure 1.8 présente les différents taux d'embranchement de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$.

Contrairement aux leptons, les quarks ne sont pas observés libres mais bien au sein d'états hadroniques. De ce fait, leurs masses ne peuvent être mesurées qu'en vérifiant leur effet sur les propriétés des hadrons, qui sont, eux, les objets détectés. La définition de la masse du quark

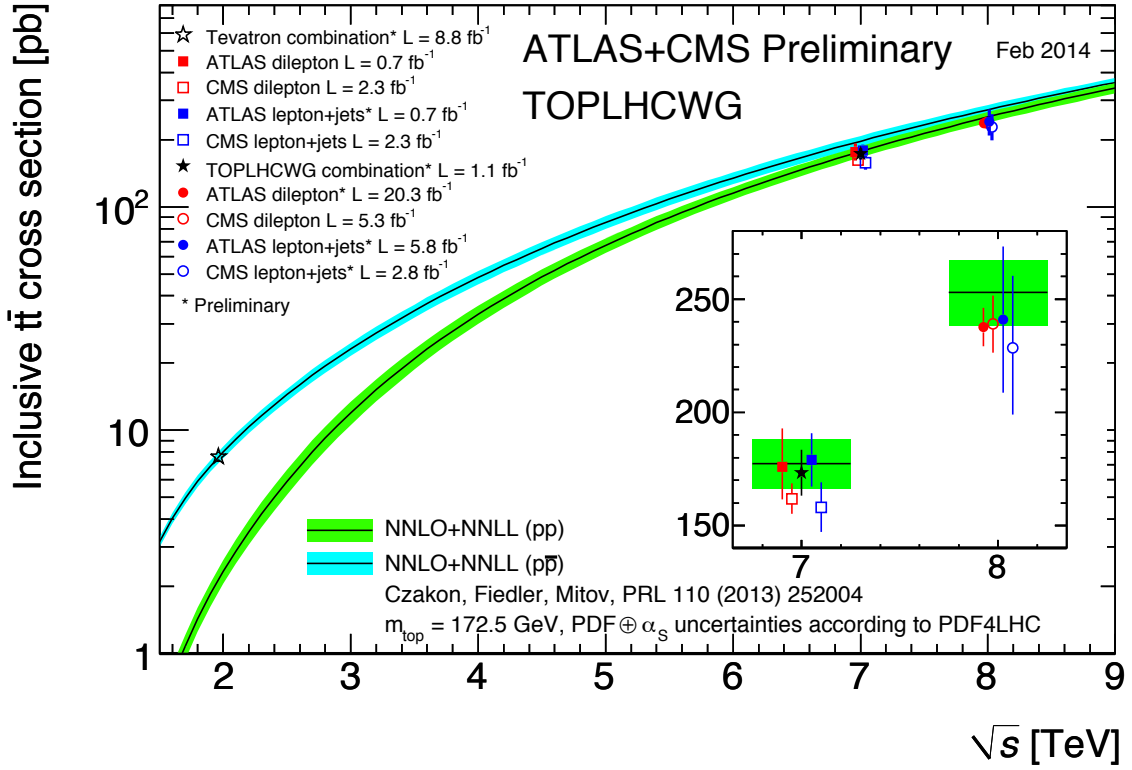


FIGURE 1.6: Ensemble des mesures réalisées par le LHC et le Tevatron de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en fonction de l'énergie de centre de masse, comparées aux prédictions théoriques calculées au NNLO-NNLL [16–25]. Les bandes théoriques correspondent aux incertitudes provenant des échelles de renormalisation et de factorisation, ainsi que des fonctions de densité partonique et du couplage chromodynamique. Les mesures et la théorie supposent une masse du quark top de 172,5 GeV. Les mesures réalisées à la même énergie de centre de masse sont légèrement décalées pour clarifier l'ensemble.

dépend alors du modèle utilisé pour décrire le hadron. Le paramètre de masse dans le modèle standard dépend de la prescription de renormalisation utilisée pour évaluer les prédictions du modèle standard. La prescription la plus commune concernant la chromodynamique quantique est la prescription $\overline{\text{MS}}$ [30]. Une autre masse peut être définie : la masse au pôle, qui est le pole du propagateur renormalisé. Dans le cas du quark top, car c'est le seul à se désintégrer avant de s'hadroniser, une ambiguïté peut exister quand il s'agit de parler de mesure de la masse : est-ce la masse au pole qui est mesurée, ou la masse définie par la prescription $\overline{\text{MS}}$? Ceci dépend de la méthode de mesure : une reconstruction cinématique de la masse permet en théorie d'accéder à la résonance, et donc à la masse au pôle ; au contraire, une mesure à partir d'une observable comme la section efficace de production donne accès à une masse définie par une prescription de renormalisation [31]. Mais les analyses de physique des particules sont souvent calibrées grâce à des données simulées. De ce fait, une ambiguïté supplémentaire apparaît : la simulation de la désintégration du quark top et du comportement des particules filles n'est pas parfaite, mais bien limitée par l'ordre perturbatif et le modèle de renormalisation utilisé. L'accès à la masse au pôle par une reconstruction cinématique du quark top est alors limitée par la description de la simulation, a priori la masse à laquelle le quark top est simulé n'est pas la véritable masse au

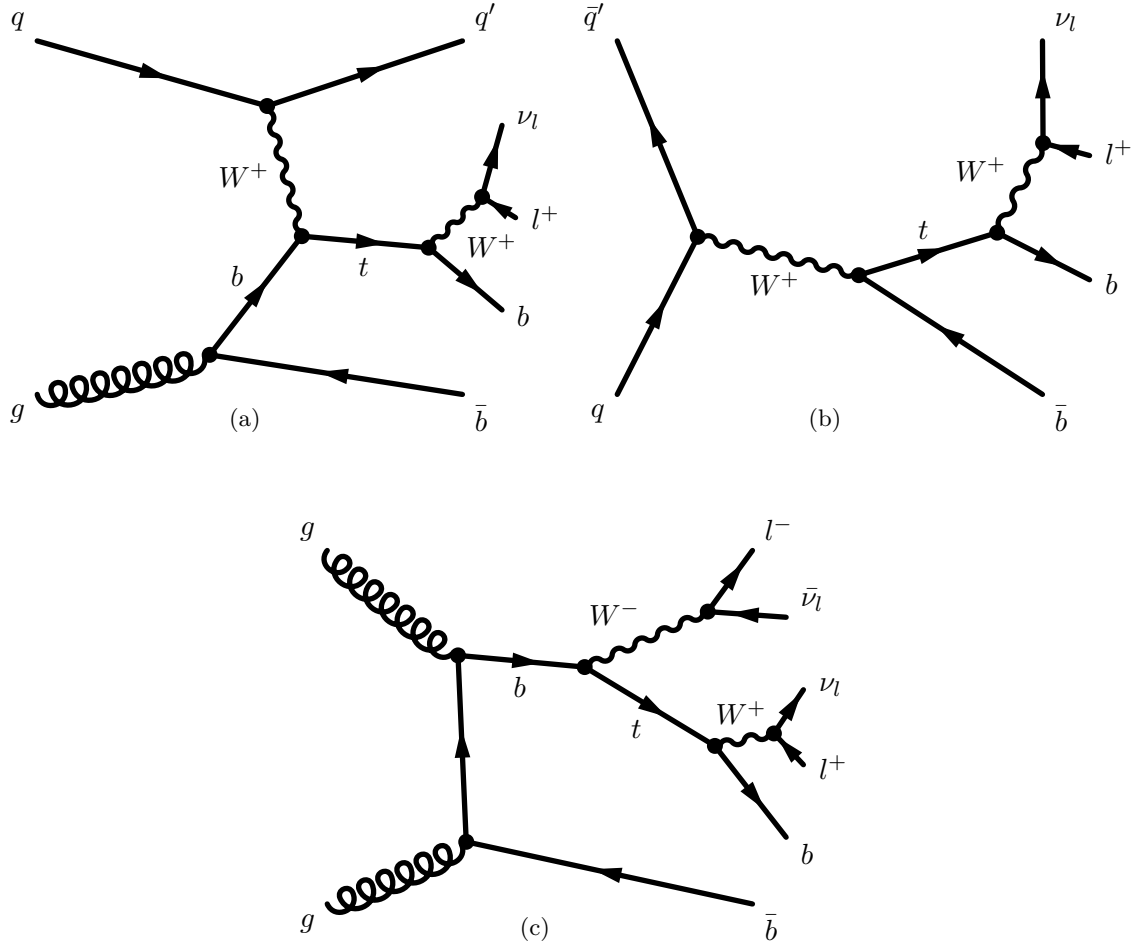


FIGURE 1.7: Diagramme de FEYNMAN de la production d'un quark top seul par interaction faible puis de sa désintégration leptonique, dans le contexte d'un collisionneur hadronique. 1.7a correspond à la voie t , 1.7b à la voie s et 1.7c à la production associée Wt .

pôle physique. L'analyse mesure alors la masse telle que définie par la simulation. Répondre à la question de savoir quelle est la masse du quark top mesurée est donc difficile, et pose problème quant à la combinaison de multiples mesures basées sur des simulations et des prescriptions différentes. Aboutir à une définition commune de la masse du quark top dans les modélisations devient alors nécessaire.

Le quark top occupe une place singulière au sein du modèle standard de la physique des particules. Son couplage YUKAWA au HIGGS proche de l'unité $y_t = \sqrt{2}m_t/v \simeq 1$ le rend primordial dans la phénoménologie du boson de HIGGS. C'est aussi possiblement une signature d'événements de physique au delà du modèle standard dans de nombreux modèles ; ainsi, si une quatrième famille existe, elle pourrait se désintégrer en quarks de la troisième famille via une interaction similaire à l'interaction faible.

Les masses du quark top, du boson W et du boson de HIGGS sont liées : les masses du quark top et du boson de HIGGS interviennent en tant que corrections radiatives à la masse du boson W. Ceci fournit un test de cohérence interne du modèle standard, vérifiant la validité de la relation entre les trois masses. À ce jour, la masse du boson W possède l'incertitude relative

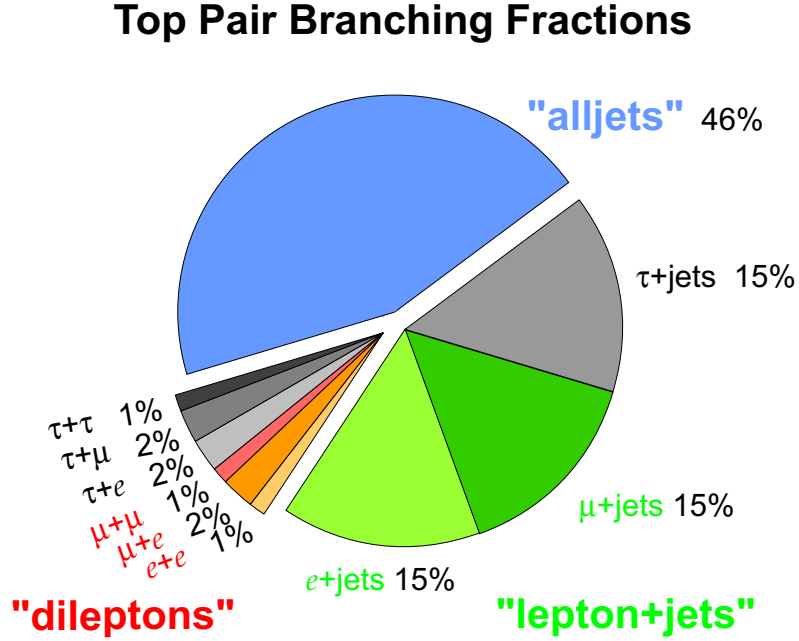


FIGURE 1.8: Taux d'embranchement des différents états finaux d'une désintégration de paire $t\bar{t}$.

expérimentale la plus élevée. Enfin, la masse du quark top intervient dans les corrections radiatives à la masse du boson de HIGGS. Ces dernières sont bien supérieures à la masse mesurée du boson de HIGGS, conduisant à la nécessité d'un ajustement fin de la masse nue du boson afin de compenser les corrections.

En exploitant le groupe de renormalisation, il est possible de s'intéresser à l'évolution de l'autocouplage du HIGGS à haute énergie, approchant l'échelle de masse de PLANCK $M_P \approx 2 \times 10^{18}$ GeV [32]. Deux cas peuvent alors apparaître, si aucune nouvelle physique ne se présente, dépendant de la masse du boson de HIGGS : soit sa masse est suffisamment grande et le couplage devient important, rendant le secteur du HIGGS non-perturbatif ; soit la masse du boson de HIGGS est suffisamment petite, alors le couplage devient négatif ouvrant la possibilité que le vide électrofaible soit un minimum local de potentiel. Dans ce dernier cas, le vide électrofaible peut être stable, métastable (c'est-à-dire que sa durée de vie attendue est plus grande que l'âge de l'univers) ou instable suivant la masse du boson de HIGGS ; mais aussi en connaissance de la masse du quark top. Ce dernier ayant le plus grand couplage avec le champ de HIGGS est la plus grande contribution des champs fermioniques dans l'évolution de l'autocouplage du HIGGS. La figure 1.9 illustre ce problème en fonction des connaissances expérimentales actuelles issues du Tevatron et du LHC, ainsi qu'une projection de la capacité de ILC à répondre à cette problématique. De fait, de la masse du boson de HIGGS et de la masse du quark top, cette dernière est la moins bien connue expérimentalement en terme d'incertitude absolue. La physique du quark top occupe une place prépondérante dans les problématiques de brisure de symétrie électrofaible ou de physique au delà du modèle standard ; le quark top est à la frontière du modèle standard, sa masse en est un paramètre fondamental ; les efforts menés afin de réduire les incertitudes expérimentales sur la connaissance de la masse du quark top contribuent à l'avancement sur ces questions.

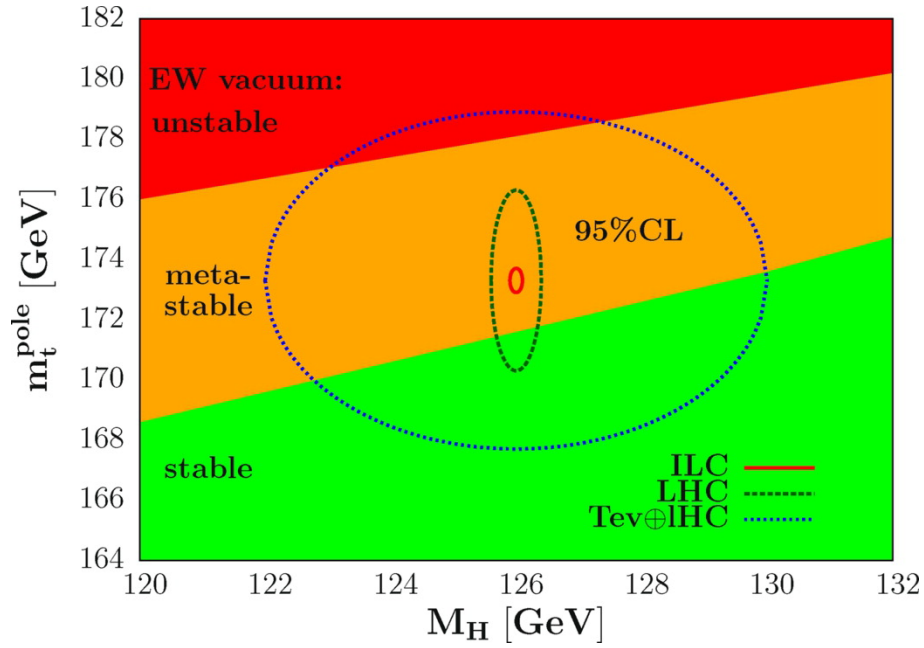


FIGURE 1.9: En développant l'évolution à haute énergie de l'autocouplage du champ de HIGGS grâce au groupe de renormalisation, deux cas apparaissent : soit la masse du HIGGS est importante et l'autocouplage diverge ; soit elle est suffisamment petite et l'autocouplage devient négatif. Dans ce dernier cas trois scénarios apparaissent, dépendant de la masse du boson de HIGGS M_H et de la masse du quark top m_t . Ces trois scénarios sont illustrés ici en fonction des valeurs mesurées de M_H et de m_t au Tevatron et au LHC, ainsi qu'une projection de la capacité de ILC¹¹ à réduire les incertitudes expérimentales sur ces deux paramètres de la théorie.

Chapitre 2

L'expérience ATLAS auprès du LHC

Sommaire

2.1	L'accélérateur LHC au CERN	26
2.1.1	Ses caractéristiques	26
2.1.2	Les expériences au LHC	27
2.1.3	Le fonctionnement du LHC de 2008 à 2013	28
2.2	A Toroidal LHC ApparatuS : un détecteur généraliste	29
2.2.1	Le détecteur interne	31
2.2.2	Les calorimètres	33
2.2.3	Le spectromètre à muons	35
2.2.4	Le système de déclenchement	36
2.2.5	L'environnement de calcul	38
2.2.5.1	La grille de calcul	38
2.2.5.2	RootCore	39

Le modèle standard de la physique des particules, finalisé dans les années 1970, n'a de cesse d'être confirmé par l'expérience et fait partie des théories les mieux vérifiées de l'histoire scientifique. Le LEP a permis dans les années 90 de vérifier sans ambiguïté les éléments de la théorie électrofaible, mesurant avec précision les masses des bosons W et Z . Associée à la confirmation du modèle électrofaible était la recherche du boson de HIGGS, dernière brique nécessaire du modèle standard de la physique des particules, qui a motivé les dernières prises de données au LEP sans aboutir à une découverte. Le Tevatron, collisionneur proton-antiproton au Fermilab¹, premier accélérateur à atteindre une énergie de collision supérieure au TeV dans les années 90, permet de confirmer le modèle standard dans le secteur du quark top à partir de 1995. Avec la découverte du boson de HIGGS au LHC, collisionneur proton-proton au CERN², en 2013, l'ensemble des briques du modèle standard est observé. Néanmoins ce dernier est imparfait : grand nombre de paramètres, problème de hiérarchie et d'ajustement fin, besoin d'un espace-temps statique, asymétrie matière - antimatière non expliquée...

¹ « Fermi National Accelerator Laboratory », laboratoire de physique des hautes énergies à Chicago, États-Unis.

² Organisation européenne pour la recherche en physique des particules.

Pour répondre à ces questions, le LHC permet d'accéder à de nouvelles échelles d'énergie³, de 7 TeV dans le centre de masse en 2011 à 13 TeV en 2015, et de ce fait de vérifier le comportement du modèle standard à ces échelles et possiblement de découvrir des phénomènes physiques déviant de ce dernier.

2.1 L'accélérateur LHC au CERN

Le LHC est un accélérateur de particule proton-proton symétrique installé dans un tunnel de 27 km de circonférence au CERN, à Genève. Prenant la relève du LEP en occupant le tunnel de ce dernier, et depuis la fermeture du Tevatron, c'est à ce jour le seul accélérateur de particules suffisamment puissant pour explorer les échelles d'énergie auxquelles le modèle standard de la physique des particules pourrait n'être plus valable. Néanmoins le choix d'un accélérateur proton-proton introduit une complexité expérimentale supplémentaire vis-à-vis d'un collisionneur électron-positron. Le proton étant un objet composite, à la collision, le processus inélastique d'intérêt⁴ est accompagné de la production d'autres particules⁵. De plus, les partons⁶ à l'origine du processus dur n'emportent pas l'ensemble de l'énergie du proton, mais seulement une fraction ; l'impulsion totale longitudinale est alors inconnue, la conservation de l'énergie ne peut s'appliquer ici qu'au plan transverse. Ce contexte expérimental rend plus difficile la réalisation de mesures de précisions et demande un travail important de maîtrise de l'outil expérimental.

2.1.1 Ses caractéristiques

Le LHC est l'élément final d'une chaîne d'accélérateurs amenant des protons à une énergie de 3,5 TeV pour 2011, 4 TeV pour 2012 et 6,5 TeV attendue pour 2015. La luminosité instantanée a dépassé $5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en 2012, établissant de nouveaux records pour un accélérateur hadronique.

Le circuit des protons dans l'ensemble expérimental commence par le duoplasmatron, où des électrons ionisent un gaz d'hydrogène. L'accélérateur linéaire de particule LINAC2 accélèrent ensuite les protons jusqu'à une énergie de 50 MeV, les injectant dans le PSB (« Proton Synchrotron Booster »). Ce dernier les accélère jusqu'à 1,4 GeV avant que le PS (« Proton Synchrotron ») ne prenne le relais, pour porter le faisceau de protons à 26 GeV. Le dernier élément de la chaîne d'accélération avant le LHC est le SPS (« Super Proton Synchrotron »), qui permet d'amener les protons à une énergie de 450 GeV et de les injecter dans le LHC. Ce dernier enfin les accélère jusqu'à leur énergie nominale ; il les organise aussi en paquets espacés de 50 ns. La chaîne d'accélération du CERN est présentée en figure 2.1. Deux faisceaux de protons circulent en sens inverse dans le LHC via deux tubes à vide partageant un même cryostat. Ce dernier permet de conserver les électroaimants entourant l'ensemble à une température de 1,9 K, qui dans des conditions nominales fournissent un champ magnétique de 8,4 T grâce à un courant de 12 kA. C'est ce champ magnétique qui assure la courbure des faisceaux, d'autres champs produits par d'autres aimants spécifiques, des quadripôles, assurent la focalisation des faisceaux

³Le LHC a originellement été conçu pour atteindre une énergie de centre de masse de 14 TeV.

⁴ou processus dur.

⁵appelée événements sous-jacents.

⁶Composant du protons : quarks ou gluons

ainsi que la correction de déviations.

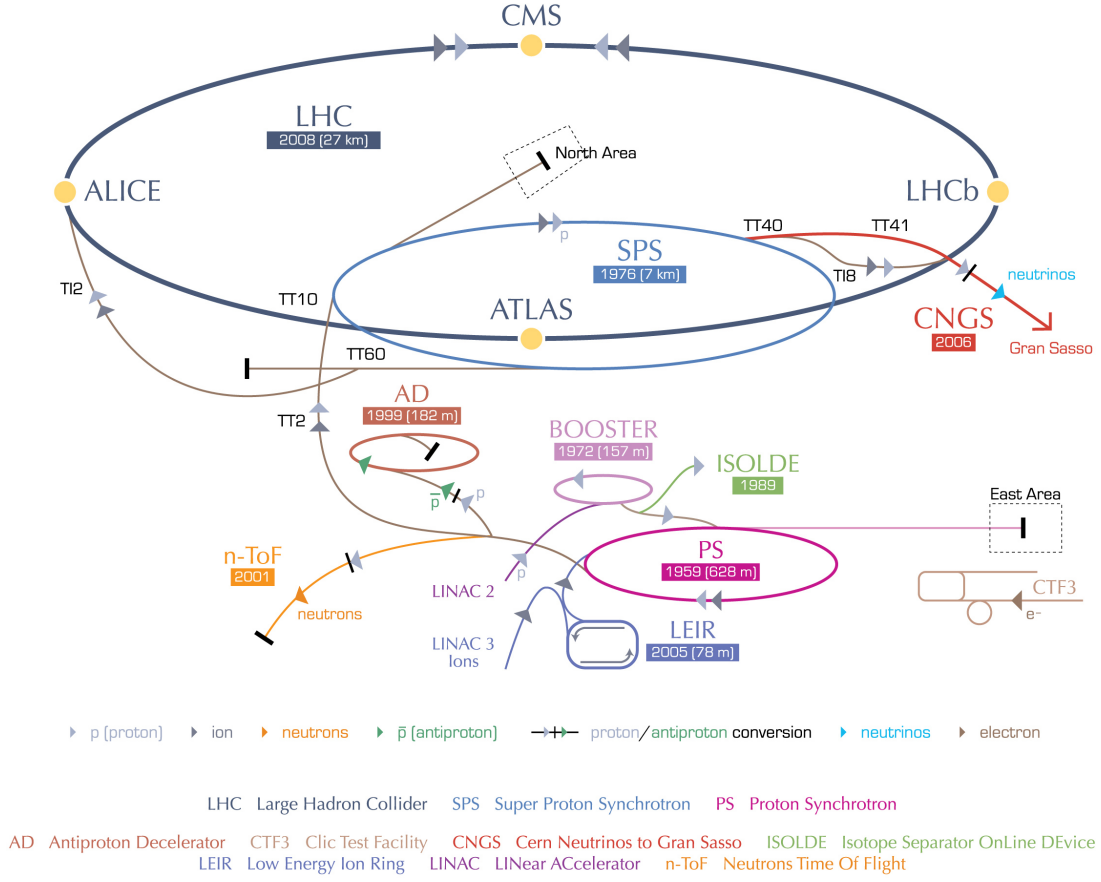


FIGURE 2.1: Ensemble de la chaîne d'accélérateur du LHC au CERN. La date de mise en service, et le diamètre le cas échéant, sont précisés à côté du nom de l'accélérateur.

2.1.2 Les expériences au LHC

Il existe quatre points de croisement des faisceaux au LHC, quatre expériences y sont installées : Alice⁷, ATLAS, CMS⁸ et LHCb⁹. Elles ont été pensées et construites pour répondre à une physique différente. Ainsi Alice se focalise principalement sur la physique hadronique et l'étude des propriétés d'un possible plasma quark-gluon. LHCb est optimisé pour la physique du quark b et s'intéresse notamment à l'étude de l'antisymétrie matière-antimatière dans le secteur des quarks. ATLAS et CMS quant à elles sont des détecteurs généralistes, conçus pour détecter tous les types de particules dans l'optique de tester avec précisions les prédictions du modèle standard de la physique des particules, notamment l'existence du boson de HIGGS, et d'observer de possibles déviations.

⁷ « A Large Ion Collider Experiment »

⁸ « Compact Muon Solenoid »

⁹ « LHC-beauty »

2.1.3 Le fonctionnement du LHC de 2008 à 2013

La table 2.1 résume les faits-marquants du fonctionnement du LHC. La première période de fonctionnement du LHC fut dédiée à la redécouverte des particules du modèle standard de la physique des particules, conduisant ainsi à la compréhension et à l'étalonnage des différents détecteurs. S'en sont suivies les recherches de nouvelles particules et les mesures de précision sur les paramètres du modèle standard de la physique des particules. Parmi les découvertes réalisées peuvent être citées la découverte d'une nouvelle particule composite, le méson bottomonium $\chi_b(3P)$ [33], état excité d'un état lié $b\bar{b}$ fin 2011, et qui permet le test des modèles baryoniques avec un nouvel état lourd ; les premières observations par LHCb et CMS de la désintégration rare du méson B_s en deux muons fin 2012 [34], qui en tant que processus supprimé dans le modèle standard est une sonde pour la recherche de déviations par rapport au modèle standard ; la découverte d'une nouvelle particule fondamentale de masse 126 GeV par ATLAS et CMS juillet 2012 [35, 36], annoncée scalaire en mars 2013, de fait compatible avec le boson de Higgs du modèle standard, complète le modèle standard et ouvre la voie vers l'étude du secteur scalaire de ce dernier.

Date	Étapes
10 septembre 2008	Première mise en circulation d'un faisceau de protons.
19 septembre 2008	Arrêt de l'accélérateur, incident sur le système de refroidissement
novembre 2009	Redémarrage de la circulation de faisceau au LHC.
30 mars 2010	Premières collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV.
8 novembre 2010	Premières collisions avec un faisceau d'ions plomb.
13 mars 2011	Démarrage de l'année 2011 avec faisceaux de protons.
novembre 2011	Conclusion de l'année 2011 avec un faisceau d'ions lourds.
avril 2012	Premières collisions à $\sqrt{s} = 8$ TeV.
janvier 2013	Premières collisions proton-plomb.
14 février 2013	Arrêt du LHC, préparation aux collisions $\sqrt{s} = 13$ TeV pour 2015.

TABLE 2.1: Étapes du fonctionnement du LHC.

Sur sa période de fonctionnement à 7 et 8 TeV, le LHC a délivré près de 29 fb^{-1} de données au détecteur ATLAS, dont 27 fb^{-1} ont été effectivement enregistrées par celui-ci, comme illustré figure 2.2. Ceci représente deux fois la luminosité délivrée par le Tevatron à DØ et CDF au cours de sa deuxième période de fonctionnement. Sur l'année 2011, LHC a délivré une luminosité instantanée de $2,4 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en début d'année à $3,7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en fin d'année, avec en moyenne 9 interactions par croisement de paquets.

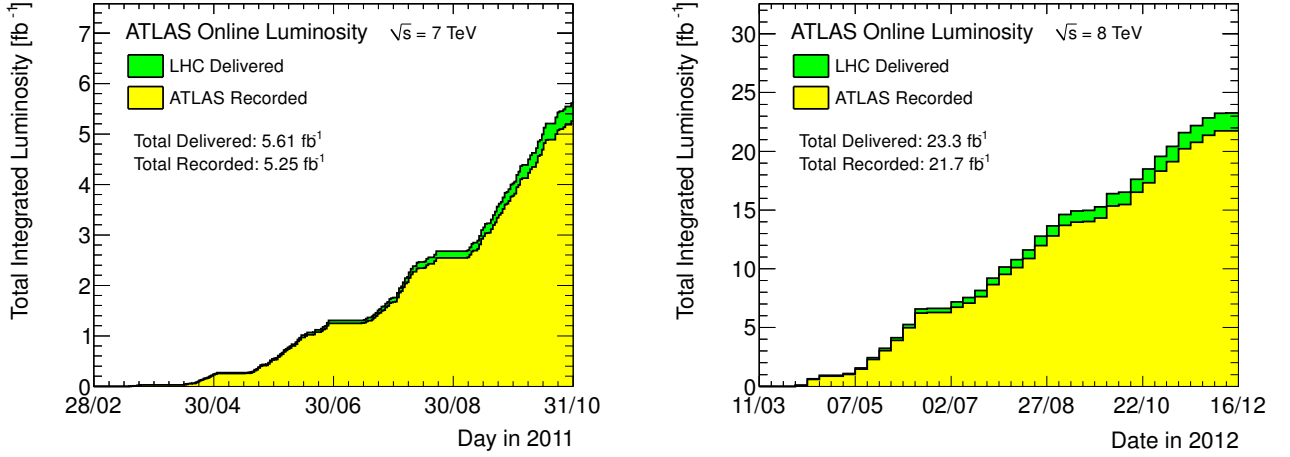


FIGURE 2.2: Luminosité délivrée par le LHC sur l'année 2011 (gauche) et 2012 (droite), ainsi que luminosité acquise par ATLAS sur les mêmes périodes.

2.2 A Toroidal LHC ApparatuS : un détecteur généraliste

La collaboration ATLAS regroupe 3000 physiciens et physiciennes de 38 pays différents. Un tiers de ces physiciens sont des étudiants ou doctorants. En France, six laboratoires de l'IN2P3¹⁰ (LPNHE Paris, LAL Orsay, LPC Clermont-Ferrand, LPSC Grenoble, CPPM Marseille et LAPP Annecy) et un département du CEA (IRFU Saclay) sont impliqués dans l'expérience. Sa conception et sa réalisation a débuté à la fin des années 1980 jusqu'au début des années 2000. Avec CMS, c'est l'une des collaborations scientifiques les plus importantes en terme d'effectifs au monde.

Le détecteur ATLAS, figure 2.3, est un détecteur cylindrique, composé d'une succession de couches de sous-détecteurs spécialisés, faisant de l'ensemble un appareillage généraliste, conçu pour explorer la physique au delà du modèle standard. Il a été installé en 2008 au Point 1 de croisement de faisceaux du CERN dans une caverne à 90 m de profondeur. Mesurant 44 m en longueur pour 25 m en hauteur pour une masse de 7000 tonnes, c'est le plus imposant détecteur dédié à la physique des particules construit. Il est composé de deux parties : le tonneau qui est le corps du détecteur et les bouchons formant les parties avant et arrière ; lui permettant d'avoir une couverture angulaire complète.

Le système de coordonnées utilisé au sein de la collaboration ATLAS reflète la nature relativiste des objets détectés. À partir du système de coordonnées cartésien (x, y, z) , où \hat{z} est l'axe du faisceau, \hat{y} pointe vers le plafond de la caverne, \hat{x} est dirigé vers le centre de l'anneau du LHC et le plan (x, z) est parallèle au sol, est défini un repère (η, ϕ) invariant de LORENTZ. Sur la figure 2.3 est représenté le système de coordonnées décrit ici. η est la pseudo-rapacité, c'est la limite ultra-relativiste de la rapidité : $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$, où θ est l'angle longitudinal. Une fois la direction définie, tout quadrivecteur énergie impulsion de particules détectées peut s'exprimer en fonction de l'énergie, de l'impulsion transverse, de la pseudo-rapacité et de l'angle azimutal. Il est possible de définir une distance invariante de LORENTZ dans le plan (η, ϕ) : $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$. La granularité des sous-détecteurs sera exprimée en termes de $\Delta \eta \times \Delta \phi$ le cas échéant dans la

¹⁰Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules

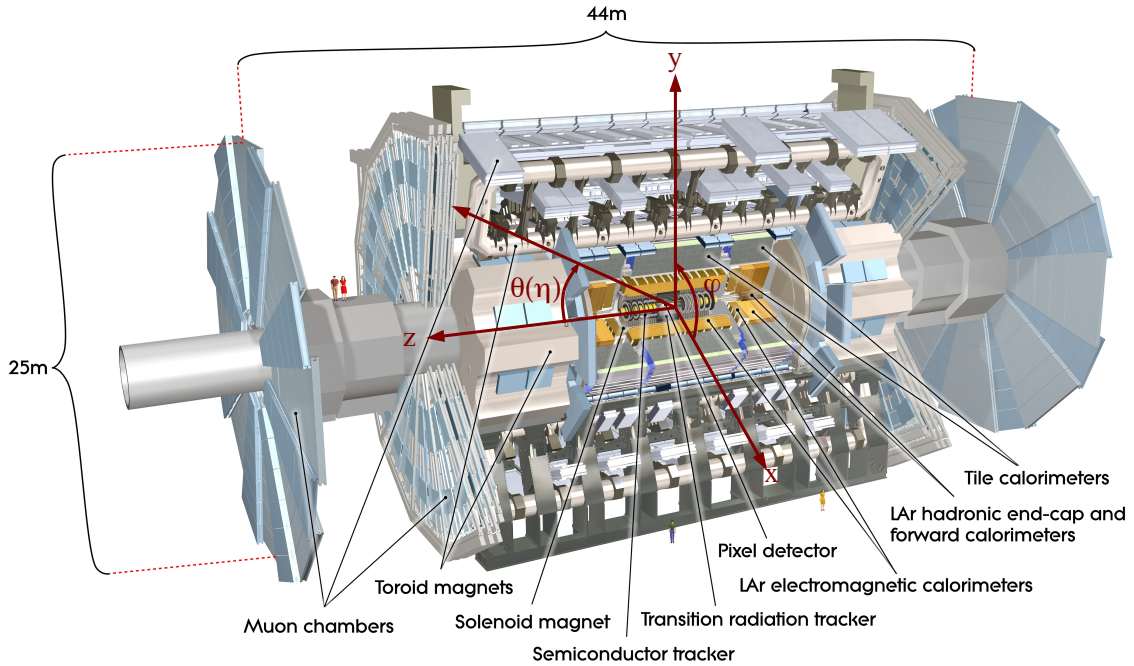


FIGURE 2.3: Vue de côté du détecteur ATLAS avec son système de coordonnées, où \hat{z} est l'axe du faisceau, \hat{y} pointe vers le plafond de la caverne et le plan (x, z) est parallèle au sol. ϕ est l'angle azimutal et θ l'angle longitudinal.

suite de ce document.

Le système d'aimant (en argenté sur la figure 2.3) [37] du détecteur ATLAS sert à courber les trajectoires des particules chargées et permet ainsi, en association avec les différents trajectographes, la mesure des impulsions de ces particules. Un système cryogénique à hélium liquide permet de conserver les aimants à une température opérationnelle de 4,5 K. Le système d'aimant est organisé en deux parties : l'aimant solénoïdal et les aimants toroïdaux. L'aimant solénoïdal, enveloppant le détecteur interne, est un supra-conducteur NbTi/Cu/Al conçu pour fournir un champ magnétique axial de 2 T au centre du détecteur interne, permettant de courber significativement la trajectoire des particules chargées. De par sa position, derrière le détecteur interne et devant le calorimètre électromagnétique, l'aimant solénoïdal doit offrir un profil de matière minimale aux particules le traversant, afin de réduire au maximum l'impact sur la mesure de l'énergie réalisée par le calorimètre électromagnétique et les détecteurs subséquents. Les aimants toroïdaux font partie du spectromètre à muons et offrent un champ magnétique presque perpendiculaire à la trajectoire des particules issues du point d'interaction, permettant une courbure maximale. Les aimants toroïdaux sont organisés en deux parties distinctes : le tonneau et les bouchons avant et arrière. Le tonneau entoure les calorimètres et peut fournir un champ magnétique jusqu'à 3,9 T. Les bouchons, placés à l'avant et à l'arrière des calorimètres, peuvent fournir un champ maximal de 4,1 T. Étant donné l'impossibilité d'évaluer numérique-

ment ou analytiquement les valeurs du champ magnétique fourni par les aimants toroïdaux, le champ magnétique est cartographié par un système de 1800 sondes à effet HALL disposées dans le spectromètre à muons.

Les sous-détecteurs d'ATLAS s'organisent du plus proche du point d'interaction au plus éloigné de la façon suivante : le détecteur interne, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le spectromètre à muons.

2.2.1 Le détecteur interne

Au plus près du point d'interaction se trouve le détecteur interne [38]. Son rôle est de reconstruire les trajectoires des particules chargées le traversant, également appelées « traces », ainsi que les vertex d'interaction de l'événement, que ce soit les vertex primaires ou secondaires. Ces derniers sont importants pour la reconstruction de particules de courte durée de vie, telles que les mésons et hadrons contenant une saveur lourde. Il permet en synergie avec les calorimètres et les spectromètres à muons l'identification des électrons, photons et muons dans sa région d'acceptance $-2,5 < \eta < 2,5$. De par sa proximité avec le point d'interaction, ce détecteur est soumis à une importante quantité de radiations et doit donc y résister, tout en minimisant son profil de matière afin de ne pas influencer sur la mesure en énergie des calorimètres. Le détecteur interne est composé de trois sous-détecteurs, du plus près au plus éloigné du point d'interaction : le détecteur à pixels, le trajectographe à semiconducteur et enfin le trajectographe à radiation de transition (dont l'acceptance est limitée à $|\eta| < 2$). La figure 2.4 illustre l'organisation du détecteur interne, la figure 2.5 en donne une vue éclatée. Chaque sous partie du détecteur interne est composée d'un tonneau et deux bouchons.

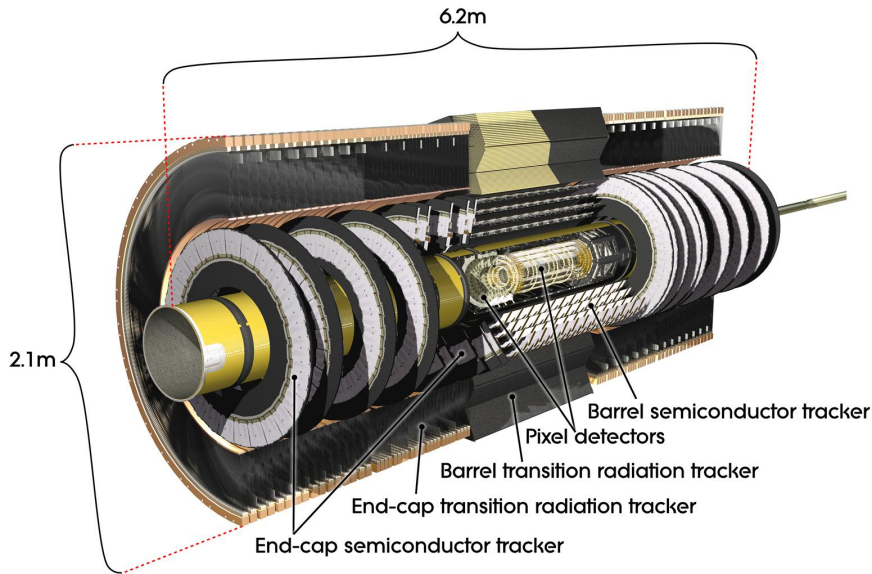


FIGURE 2.4: Vue en coupe du détecteur interne d'ATLAS et de ses composantes.

Le détecteur à pixels, au plus près du point d'interaction, fournit trois points de mesures (ou coups) pour une trace et détermine la résolution du paramètre d'impact. Il est déterminant dans la capacité du détecteur interne à reconstruire les particules instables telles que le τ ou les

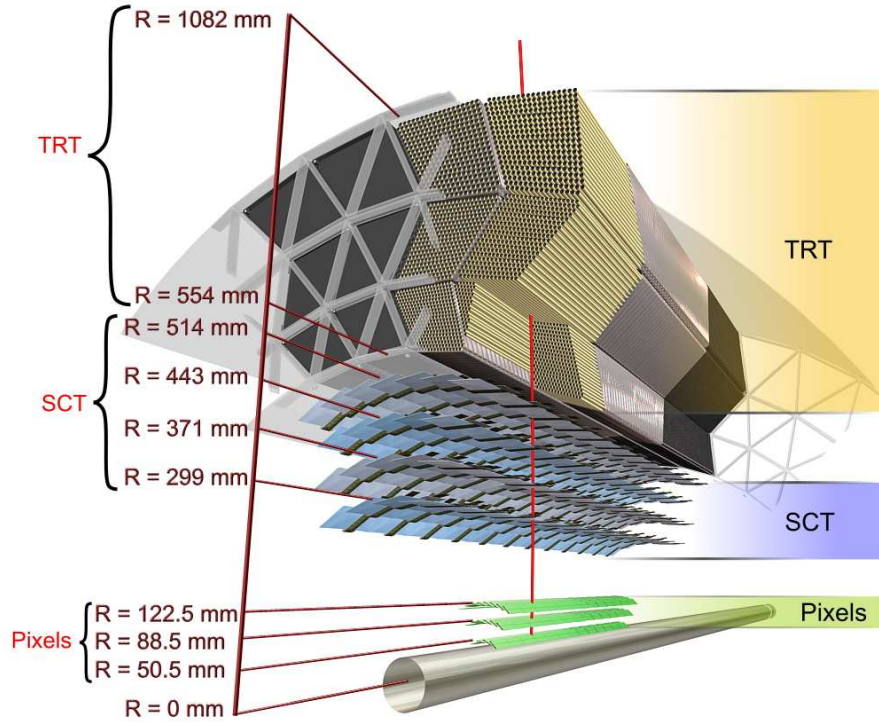


FIGURE 2.5: Vue éclatée du détecteur interne d'ATLAS.

mésons B ; il joue un rôle décisif dans l'étiquetage des jets de b . Lorsqu'une particule chargée traverse le « pixel », elle y crée une paire électron-trou. Cette paire est soumise à une haute tension, faisant dériver les porteurs de charges vers les cellules de lecture. Si le signal lu est supérieur au bruit électronique, le pixel est considéré comme touché, sa position est conservée. Avec 140 millions de pixels de $50 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ en $R_\phi \times z$, le détecteur permet une reconstruction fine des trajectoires dans la couverture $-2,5 < \eta < 2,5$. La figure 2.6 illustre cette couverture.

Le trajectographe à semiconducteur (SCT) fournit 4 points de mesure pour une trace dans l'intervalle intermédiaire de distance au point d'interaction. Il contribue ainsi à la mesure de l'impulsion, du paramètre d'impact et de la position du vertex. La résolution spatiale est de $16 \mu\text{m}$ en R_ϕ et $580 \mu\text{m}$ en z . Le détecteur est capable de distinguer deux traces si celles ci sont séparées d'au moins $200 \mu\text{m}$.

Le trajectographe à radiation de transition (TRT) utilise un ensemble de modules élémentaires appelés « pailles » de 4 mm de diamètre remplis d'un mélange gazeux à base de xénon et traversées par un filament de tungstène. Lorsqu'une particule chargée traverse le mélange gazeux, elle crée des électrons d'ionisation. Les charges dérivent ensuite grâce à la différence de potentiel électrique entre le filament de tungstène et les parois de la paille. L'ensemble des pailles fournissant un signal donnent l'ensemble des points d'impact successifs de la particule dans le plan R_ϕ . Les pailles sont entourées de matière. De ce fait, une particule chargée peut ioniser la matière et entraîner une cascade de rayonnement X du fait de la réorganisation du cortège électronique. Les photons produits peuvent alors ioniser le mélange gazeux, amplifiant le signal. La probabilité que le passage d'une particule chargée provoque une telle cascade dépend du facteur de LORENTZ γ de cette particule, et donc du rapport $\frac{E}{m}$. Ainsi, le détecteur est capable

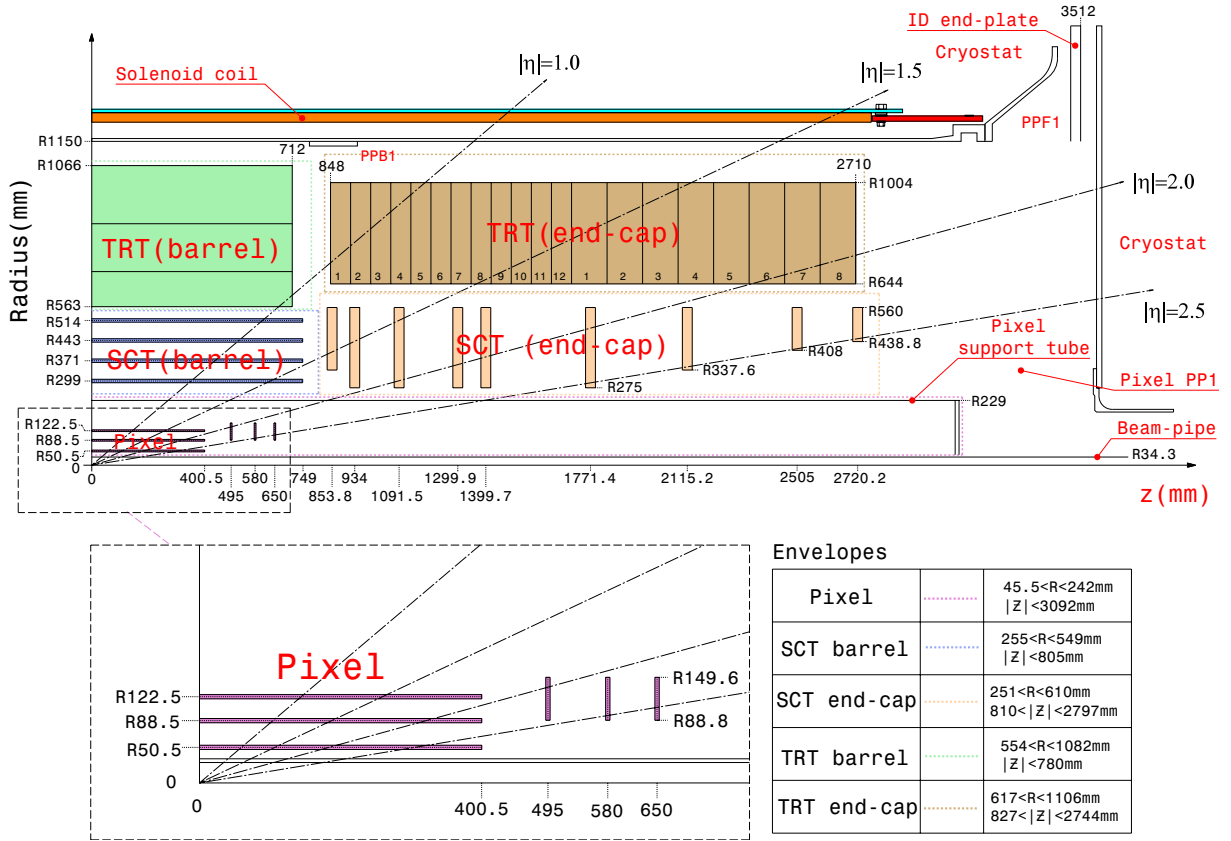


FIGURE 2.6: Schéma d'un quart du détecteur interne montrant chaque élément du détecteur ainsi que leur couverture en η .

de différencier électron et pions par le signal que ces particules laissent dans les pailles, puisqu'à énergie fixée γ est plus grand pour un électron que pour un pion ; la probabilité qu'un coup soit de haute amplitude est donc plus grande pour un électron que pour un pion. Le trajectographe est capable de fournir 36 points de mesures pour la trajectoire d'une particule chargée avec une résolution spatiale de $170 \mu\text{m}$, ainsi qu'une discrimination sur le type de particule dépendant de l'amplitude du signal mesuré.

L'efficacité de reconstruction des traces est supérieure à 80% pour une particule d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV et de pseudo rapidité inférieure à 2,5 [39].

2.2.2 Les calorimètres

Le système calorimétrique d'ATLAS est composé des calorimètres à argon liquide [40] et du calorimètre à tuile [41], la figure 2.7 le représente. Son objectif est la mesure de l'énergie et de la direction des électrons, photons et hadrons, ainsi que leur identification respective.

Les calorimètres à argon liquide mesurent la direction et l'énergie des électrons et des photons. Ces calorimètres sont organisés en deux parties : le calorimètre électromagnétique tonneau, couvrant la région centrale du détecteur, et les calorimètres bouchons, complétant les régions avant et arrière du détecteur. Ces derniers regroupent les calorimètres électromagnétiques bou-

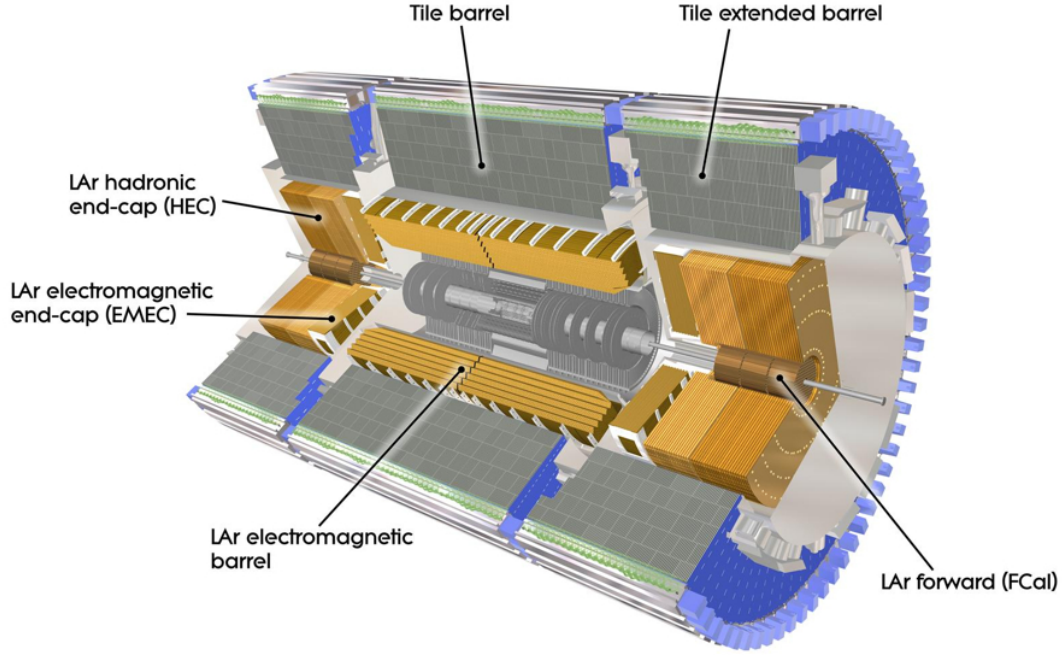


FIGURE 2.7: Schéma du système calorimétrique d'ATLAS.

chons, les calorimètres hadroniques à argon liquide bouchons ainsi que le calorimètre à argon liquide avant. La description détaillée du système calorimétrique à argon liquide est donnée au chapitre 3. La résolution effective en énergie du calorimètre à argon liquide s'exprime comme $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$, avec $a = 10,1 \pm 0,1\%$ $\text{GeV}^{\frac{1}{2}}$ le terme stochastique tenant compte du caractère à échantillonnage du calorimètre; $b = 250$ MeV tient compte du bruit électronique indépendant de l'énergie; $c = 1,2 \pm 0,06\%$ pour le tonneau, représente les inhomogénéités du détecteur.

Le calorimètre hadronique complète les calorimètres électromagnétiques en mesurant la direction et l'énergie des jets qui ne sont pas entièrement contenus par ces derniers. C'est un calorimètre à échantillonnage, à scintillateurs. Il est composé d'une alternance d'un milieu passif, ici de l'acier, et d'un milieu actif, des tuiles de polystyrène. Ces dernières lui donnent son nom : calorimètre hadronique à tuiles. Lors du passage d'une particule hadronique dans le milieu actif, ce dernier est excité et émet une lumière ultraviolette. Cette lumière constitue le signal qui est acheminé par des fibres optiques à des photomultiplicateurs. Afin d'assurer une mesure de direction, le calorimètre hadronique est segmenté en trois compartiments en profondeur. L'ensemble est composé d'une partie tonneau couvrant la région $-1,0 < \eta < 1,0$ et de deux extensions du tonneau couvrant les zones $0,8 < |\eta| < 1,7$. La résolution attendue en énergie du calorimètre hadronique s'exprime comme $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$, avec $a = 50\%$ $\text{GeV}^{\frac{1}{2}}$, terme stochastique d'échantillonnage, et $b = 0,7\%$ terme constant géométrique. L'étude d'électrons issus de désintégrations $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow ee$ et $J/\psi \rightarrow ee$ des données 2010 permet de mesurer le terme constant comme étant $b = 1,2 \pm 0,3\%$ pour la région $|\eta| < 1,37$ [42]. L'utilisation de l'ensemble des données de 2011 et 2012 permet d'atteindre une erreur d'étalonnage de 0,2% à 0,5% pour un électron d'énergie transverse 20 GeV [43].

La mesure de l'énergie des jets est un sujet complexe, et les incertitudes systématiques associées sont parmi les plus importantes pour les analyses utilisant ces objets [44]. L'échelle d'énergie des jets est un exemple, et une de ses origines provient de la conception même du système calorimétrique. Les particules ne déposent pas toute leur énergie dans le calorimètre, seule une fraction est échantillonnée. Pour reconstruire l'énergie, un étalonnage est réalisé grâce à des faisceaux tests électrons et photons [45–51], conduisant à étalonner les calorimètres à l'échelle électromagnétique. Le calorimètre est non compensé pour les hadrons : ceux-ci n'ont pas la même réponse que les photons et les électrons, la mesure de leur énergie est partielle. La compréhension et la modélisation du système calorimètre est alors primordiale pour les mesures de précisions. La reconstruction des jets est abordé au chapitre 4.

2.2.3 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons d'ATLAS [52], illustré figure 2.8, baigne dans le champ magnétique produit par les aimants toroïdaux décrits ci-avant. Il a pour but de fournir une mesure précise de l'impulsion des muons dans la région $-2,7 < \eta < 2,7$. Il participe aussi au déclenchement de l'acquisition d'événements avec les muons dans la région $-2,4 < \eta < 2,4$. Pour ceci il est composé de : MDT (« monitored drift tubes », tubes à dérive), CSC (« cathode strip chambers », chambres proportionnelles multi-fils), RPC (« resistive-plate chambers », chambres à plaques résistives) et de TGC (« thin-gap chambers »).

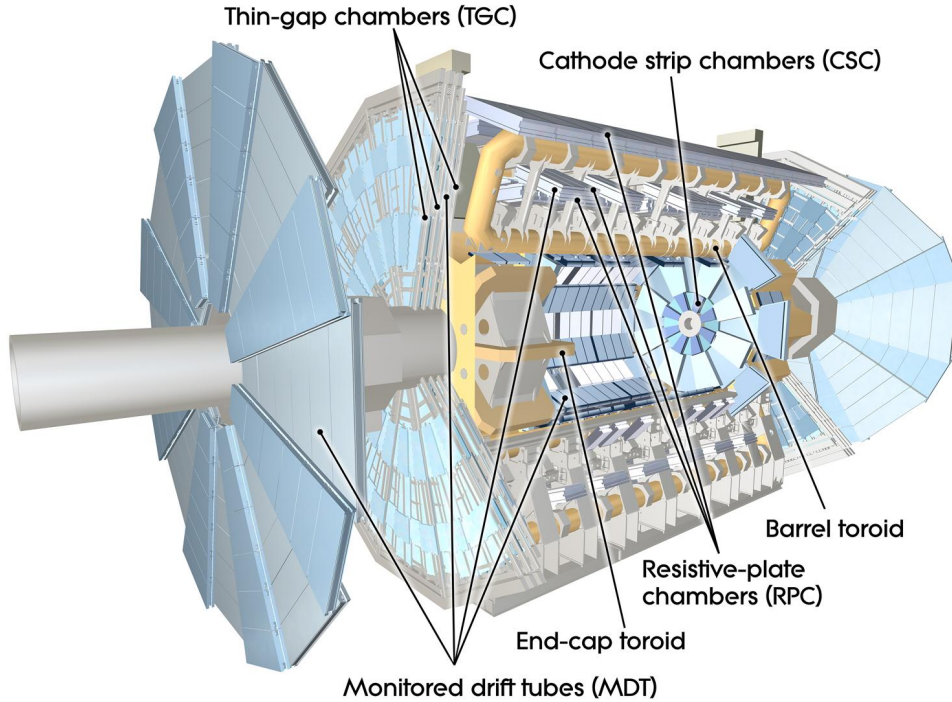


FIGURE 2.8: Schéma des chambres à muons du détecteur ATLAS. En jaune sont les aimants toroïdaux.

Les tubes à dérive sont des tubes d'aluminium contenant un mélange gazeux à base d'argon et parcourus en leur centre par un fil de tungstène porté à 3 kV. Le passage d'une particule

chargée ionise l'argon, les porteurs de charge dérivent sous l'influence de la différence de potentiel entre le fil et les parois du tube. La résolution spatiale attendue est de $35\ \mu\text{m}$ dans la direction radiale R , 5 mm selon la direction orthoradiale ϕ . Trois couches successives de tubes à dérive permettent une mesure à trois points de l'impulsion de la particule, excepté pour la région $|\eta| > 2$ où seulement deux couches sont utilisées. Dans cette dernière région, des chambres proportionnelles multi-fils complètent le dispositif MDT. Ce choix a été fait car un flux de particules plus important est attendu dans cette région. Ces CSC sont composées de cathodes segmentées perpendiculaires à des anodes filaires dans un mélange gazeux à base d'argon. La résolution spatiale attendue est de $40\ \mu\text{m}$ dans la direction R , 5 mm selon ϕ .

Pour le déclenchement avec les muons, des chambres à plaques résistives RPC sont utilisées dans la région tonneau $|\eta| < 1,05$. Ce sont des plaques parallèles entre lesquelles réside un mélange gazeux baignant dans une différence de potentielle. Lors du passage d'une charge électrique, le mélange est ionisé ; le temps de collecte des charges est inférieur à 2 ns. Les chambres à plaques résistives sont remplacées par des TGC de conception équivalent mais plus résistante aux radiations dans les régions bouchons $1,05 < |\eta| < 2,4$.

La résolution sur l'impulsion des muons de l'ensemble spectrométrique à muons d'ATLAS s'exprime comme : $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 10\%$ pour des muons d'impulsion transverse de l'ordre du TeV. L'étude des données 2010 montre que la résolution est de l'ordre de 4% à $p_T = 100\ \text{GeV}$, et qu'elle croît jusqu'à 10% pour $p_T = 1\ \text{TeV}$ [53].

2.2.4 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement d'ATLAS [54], illustré figure 2.9, doit tenir compte de la haute fréquence nominale de collisions proton-proton au LHC, qui est de 20 MHz pour 2011 et 2012. À chaque acquisition d'un événement, le détecteur doit collecter l'ensemble des signaux de chaque sous-détecteur, opération qui introduit un temps mort détecteur. La bande passante d'écriture est limitée à 200 Hz en 2011, 400 Hz en 2012, l'information de chaque événement étant contenue dans 1,3 Mo en moyenne. L'ensemble de ces limitations, ainsi que la limite de mémoire physique disponible, impose la sélection des événements à conserver : c'est le rôle du système de déclenchement, dont les critères sont établis en fonction de la topologie des événements considérés d'intérêt. Le système de déclenchement est organisé en trois niveaux distincts aux caractéristiques différentes : le niveau 1 (L1), le niveau 2 (L2) et le filtre d'événements (« event filter »). Ces deux derniers forment le déclenchement de haut niveau qui détermine si un événement doit être enregistré définitivement par le système d'acquisition (DAQ).

Le premier niveau de déclenchement exploite les variables et signatures les plus simples de l'événement afin de décider de son rejet. Ces variables et signatures sont fournies par des sous-détecteurs spécifiques au temps d'acquisition courts et à temps mort réduit ; dans le cas des muons, ce sont les RPC et TGC qui remplissent ce rôle. Dans le cas des calorimètres, ce sont des sous-ensembles de cellules spécifiques à une direction (η, ϕ) qui sont utilisés. L'ensemble de ces variables est ensuite utilisé pour vérifier que l'événement remplit des critères pré-établis : les menus de déclenchement ; ces derniers peuvent être changés entre deux périodes d'acquisition (« run ») selon les besoins de physique ou d'étalonnage. De ce fait, le premier niveau de déclenchement permet de réduire la fréquence d'enregistrement des événements à 75 kHz. Afin de respecter cette fréquence, il peut être nécessaire de rejeter aléatoirement certains des événe-

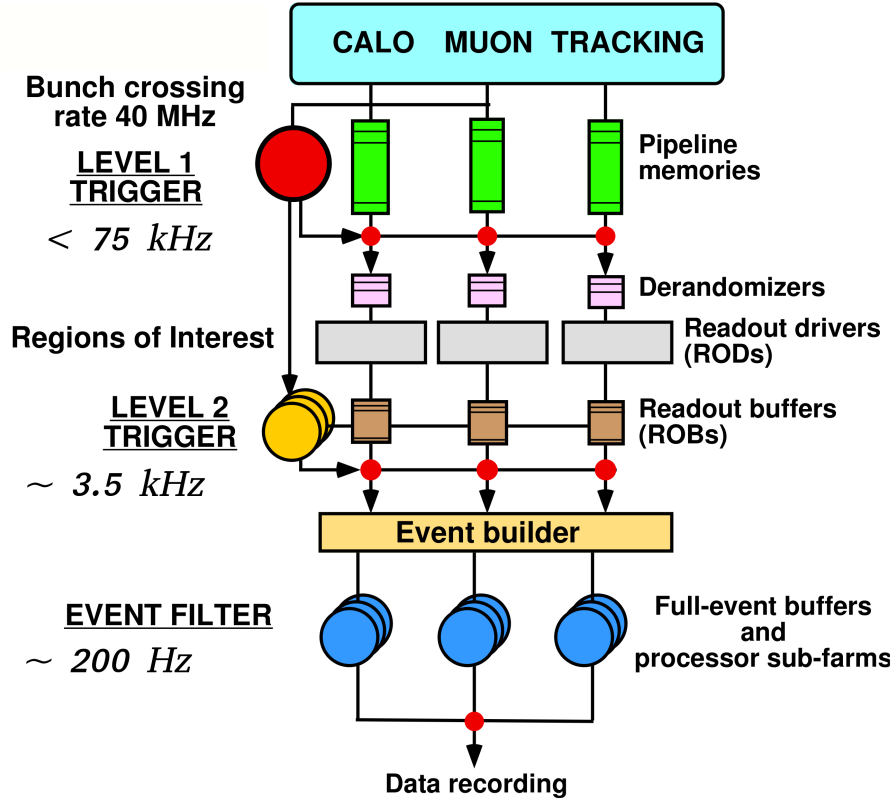


FIGURE 2.9: Schéma de principe du système de déclenchement du détecteur ATLAS.

ments passant L1, en fonction du menu de déclenchement. Le temps de prise de décision est de l'ordre de $2 \mu\text{s}$, pendant lequel les différents sous-détecteurs stockent les informations de l'événement dans des mémoires analogiques avant de possiblement les soumettre au deuxième niveau.

Le deuxième niveau de déclenchement exploite des informations en provenance de l'ensemble des sous-détecteurs. Les trajectographes, les calorimètres dans leur ensemble et les chambres à muons sont exploités. Une reconstruction simplifiée des objets tels que les électrons, photons, muons, taus et jets est réalisée, associée à des critères d'identification. Les critères des menus de déclenchement de L2 sont définis sur la base de ces objets reconstruits et des critères d'identification satisfaits, en fonction de la physique voulue. L'ensemble de ces opérations permet de réduire la bande passante d'événements à 3,5 kHz ; si nécessaire une fraction d'événements peut être rejetée aléatoirement afin de respecter cette bande passante. Le temps de prise de décision doit être inférieur à 40 ms au deuxième niveau.

Le dernier niveau de déclenchement est le filtre d'événements ; une reconstruction complète de l'événement est faite en ligne, avec les mêmes algorithmes que pour le traitement hors ligne des données. Après sélection par ce déclenchement, la fréquence d'enregistrement des événements est de 200 Hz pour 2011, 400 Hz pour 2012. La décision d'enregistrer définitivement l'événement nécessite quelques secondes.

2.2.5 L'environnement de calcul

Traiter et analyser l'ensemble des données acquises par le détecteur ATLAS demande des ressources informatiques importantes : c'est le rôle de la grille de calcul.

2.2.5.1 La grille de calcul

La grille de calcul est un réseau international d'ordinateurs dédié au calcul scientifique et au traitement de données. Ce réseau est organisé en 4 niveaux : les « Tiers ». Chacun de ces « Tiers » est composé d'un élément de calcul¹¹ et d'un élément de stockage¹². Ces sites sont financés pour divers projets, partageant leurs ressources entre les expériences du LHC et d'autres projets scientifiques.

Le « Tier-0 » est localisé au CERN. Il est dédié aux premières reconstructions des données acquises par ATLAS, ainsi qu'à leur stockage en attendant leur redistribution à travers les « Tier-1 ». Un suivi en temps réel des opérations du « Tier-0 » est assuré par un poste dédié en salle de contrôle. Les « Tier-1 » sont en charge de la reconstruction des événements et du stockage à long terme des données, sur bandes magnétiques. Les événements reconstruits sont ensuite transmis aux « Tier-2 », associés à un « Tier-1 », qui sont exploités pour la production standard d'analyse et de simulation. Les « Tier-3 » sont à disposition des utilisateurs pour l'analyse de données. Ces éléments de la grille sont répartis par nuage de calcul correspondant à des zones géographiques ; par exemple le nuage français inclut le centre de calcul IN2P3 à Lyon ainsi que les sites du CEA-Saclay ou de l'UPMC.

Pour le physicien d'ATLAS, l'utilisation de la grille se fait majoritairement à travers l'outil PanDA [55, 56]. C'est un ensemble logiciel permettant à l'utilisateur de soumettre simplement une analyse sur la grille. PanDA s'assure de la distribution, de la compilation et de l'exécution de l'analyse sur des sites de calcul libre, rendant la tâche à peine plus complexe pour l'utilisateur vis à vis d'une analyse en interactif. Des outils associés à PanDA tels que pbook¹³ et Panda monitor¹⁴ permettent aux utilisateurs de surveiller le déroulement de leurs analyses et calculs en temps réels, ainsi que de relancer ces analyses en cas de problème, si nécessaire. Afin de rapatrier des données, l'utilisateur peut utiliser DQ2¹⁵ [57] qui permet, à l'aide de diverses commandes en ligne, de lister, télécharger et gérer des ensembles de données sur la grille. Typiquement, avec DQ2, un utilisateur peut savoir sur quel site se situe les données qui l'intéressent, y lancer une analyse qui produira un ensemble de données de sortie sur le site et enfin utiliser DQ2 afin de télécharger sur sa machine locale l'ensemble de données de sortie. Avec AMI¹⁶ [58], l'utilisateur peut chercher et retrouver les noms des ensembles de données d'intérêt, ainsi que leurs propriétés (données de départ, version du logiciel utilisé pour les traiter, nombre de fichiers dans l'échantillon, nombre d'événements brut, avancement du traitement des données, etc). Par exemple, les simulations à utiliser pour les analyses sont communiquées par leur numéro d'échantillon, et non le nom complet de l'ensemble de données, ce dernier évoluant avec les mises à jours de cet échantillon ; connaissant le numéro d'échantillon, il est alors possible de trouver la bonne version

¹¹ « Computing element », CE

¹² « Storage element », SE

¹³ Logiciel Python en ligne de commande.

¹⁴ Page web de surveillance des calculs : <http://panda.cern.ch/server/pandamon/query>.

¹⁵ Don Quixote 2

¹⁶ ATLAS Metadata Interface

de l'ensemble de données avec AMI.

L'utilisation de la grille de calcul a été primordiale pour la réalisation de cette thèse, de par les capacités techniques qu'elle met à disposition. La méthode d'analyse décrite au chapitre 5 est originellement conçue pour fonctionner avec une statistique très petite, et a principalement été développée pour être calculée sur un processeur. La limite de cette méthode est son temps de calcul, ce qui dans un contexte de faible statistique tel que celui de la référence [59], ne pose pas de problème de faisabilité. La statistique au LHC est un ordre de grandeur plus importante, rendant difficilement réalisable la mise en œuvre de cette analyse sur une machine seule. La première étape technique de cette thèse fut de déployer sur la grille de calcul l'analyse, permettant ainsi sa mise en œuvre. D'autres voies de développement pour encore réduire le temps de calcul sont en cours. Cette discussion est approfondie dans la suite, et notamment au chapitre 5.

2.2.5.2 RootCore

Un ensemble de logiciels écrit en C++ et basé sur des bibliothèques ROOT forme un outil commun à la collaboration ATLAS pour la sélection et l'analyse des données : RootCore¹⁷ et en particulier TopRootCore¹⁸ au sein du groupe de physique du quark top d'ATLAS. Ces logiciels sont développés collaborativement et visent à être facilement utilisables au sein de la structure de traitement de données d'ATLAS. Ainsi, exploiter les capacités de la grille de calcul pour l'exécution de ces logiciels est très aisé, ces ensembles de logiciels étant intégrés dans l'outil PanDA. L'usage de ces ensembles permet d'unifier les analyses au sein des groupes de travail, assurant que les analyses partagent la même sélection standard des événements, ainsi que la même implémentation des définitions des objets reconstruits et autres étalonnages. Armé d'un socle commun, les analyses peuvent se concentrer sur leurs spécificités. Enfin RootCore utilise un format commun d'organisation des données : le TTree, qui est un arbre de données¹⁹, enregistré au format ROOT.

TopRootCoreRelease-11-00-00-08, version recommandée par la collaboration pour l'exploitation des données 2011, a été exploitée dans le cadre de cette thèse pour assurer la bonne définition des objets reconstruits ainsi que la sélection des événements sur lequel la mesure de masse du quark top est réalisée. Dans la chaîne d'analyse, décrite plus en détail au chapitre 5, l'exécution de ce maillon prend quelques heures de la soumission de la sélection sur la grille au téléchargement de l'échantillon de données post-sélection.

¹⁷<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasComputing/RootCore>

¹⁸<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopRootCore>

¹⁹À chaque entrée correspond un ensemble de variables, branches, et leurs valeurs.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS

Sommaire

3.1	Le principe de la mesure de l'énergie	42
3.1.1	La gerbe électromagnétique	42
3.1.2	La technologie argon liquide	46
3.2	La structure du calorimètre électromagnétique	47
3.3	L'étalonnage du calorimètre électromagnétique	51
3.3.1	Le signal d'étalonnage	54
3.3.2	Les campagnes d'étalonnage	54
3.4	La correction des voies défaillantes	55
3.4.1	La correction des voies défaillantes pour les rampes	56
3.4.2	La correction des voies défaillantes pour les formes de signal de sortie	58
3.4.3	La conclusion	60
3.5	La stabilité des constantes d'étalonnage	61

Le détecteur ATLAS est composé de différents sous-système, comme présenté dans le chapitre précédent. Afin d'assurer des performances optimales de la part du détecteur, chacun des sous-systèmes est surveillé et étalonnés. En particulier, le calorimètre électromagnétique est le sous détecteur d'ATLAS permettant la mesure de l'énergie des électrons, photons et de la composante électromagnétique des objets hadroniques. Son bon fonctionnement est primordial pour les analyses faisant intervenir ces particules dans l'état final. Par exemple, la résolution sur la mesure expérimentale de la masse du boson de HIGGS dans le canal $\gamma\gamma$ est dominée par la résolution expérimentale liée au calorimètre électromagnétique [60].

Ce chapitre décrit brièvement le processus de développement de gerbe électromagnétique et le calorimètre électromagnétique. La calibration du calorimètre assurant les performances du détecteur est présentée, ainsi qu'une étude de performance des méthodes de corrections de calibrations défaillantes. Une revue de la stabilité des constantes d'étalonnage du détecteur conclut ce chapitre. Ces travaux ont été effectués dans le cadre de cette thèse pour l'obtention de la qualification d'auteur ATLAS et pour contribuer aux tâches de fonctionnement du détecteur.

3.1 Le principe de la mesure de l'énergie

Lorsqu'une particule de haute énergie interagit avec la matière, elle peut donner naissance à une cascade de particules. Si cette cascade est composée de photons, d'électrons et de positrons, on parlera de gerbe électromagnétique. Si cette cascade est composée de hadrons et de mésons on la désignera comme étant une gerbe hadronique. À suffisamment haute énergie, une cascade de particules possède une composante hadronique et électromagnétique, les proportions différant suivant la particule incidente. Dans la suite sera détaillé le cas de la gerbe électromagnétique ainsi que la technologie argon liquide.

3.1.1 La gerbe électromagnétique

Une gerbe électromagnétique est une cascade de photons, électrons ou positrons, issue d'une particule incidente de haute énergie interagissant avec la matière par rayonnement de freinage et création de paires. Ces phénomènes ocurrent naturellement dans la haute atmosphère terrestre suite à l'interaction avec cette dernière d'un rayon cosmique (photon, électron, proton) d'énergie allant de 10^9 eV à 10^{21} eV. Les cascades résultantes s'étendent sur plusieurs dizaines de kilomètres jusqu'à atteindre la surface terrestre. Elles font intervenir plusieurs millions de particules lors de leur développement à travers l'atmosphère. L'illustration 3.1 présente en exemple le cas particulier d'une gerbe atmosphérique issue d'un proton d'une énergie de 10^{15} eV. Dans une expérience de physique des particules, les gerbes sont issues de particules dont les énergies vont du GeV au TeV, mais les processus élémentaires sous-tendant le développement de la gerbe mettent en jeu des énergies du keV au MeV. La compréhension d'un calorimètre demande alors de bien connaître ces processus.

Une gerbe hadronique est un phénomène similaire, à la différence qu'elle a pour origine un quark ou un gluon et que ce sont les processus chromodynamiques qui domine son développement.

Dans la matière, un électron de haute énergie ($E \approx 50$ MeV) perd son énergie en interagissant avec le champ électromagnétique atomique ; il émet des photons par rayonnement de freinage, ou *bremssstrahlung*. Une fois atteinte une énergie critique seuil, c'est le processus de ionisation qui prend le relais dans la perte d'énergie. L'électron incident perturbe le cortège électronique atomique et perd son énergie en ionisant les atomes environnant. C'est la ionisation qui, ultimement, dissipe l'énergie de la gerbe électromagnétique.

Un photon de haute énergie se désintègre en une paire électron-positron dans le champ électromagnétique atomique si l'énergie du photon est supérieure à la masse de deux électrons. Les particules résultantes perdent alors leur énergie respective par *bremssstrahlung*, ionisation ou, dans le cas du positron, annihilation en deux photons avec un électron du milieu. À énergie suffisamment basse ($E \approx 1$ MeV, cette énergie dépend de l'atome), c'est l'effet COMPTON qui prend le relais : le photon transfère une partie de son impulsion à un électron du cortège atomique et l'arrache de sa couche. À très basse énergie ($E < 1$ keV), comparée aux échelles mise en jeu en physique des particules, c'est l'effet photo-électrique qui domine : le photon est absorbé par le cortège électronique de l'atome, il participe alors à l'excitation du cortège ou à l'ionisation de l'atome. Les sections efficaces des différents processus sont présentées en figure 3.2 dans le cas du plomb et du carbone. Les différents processus présentés sont les suivants :

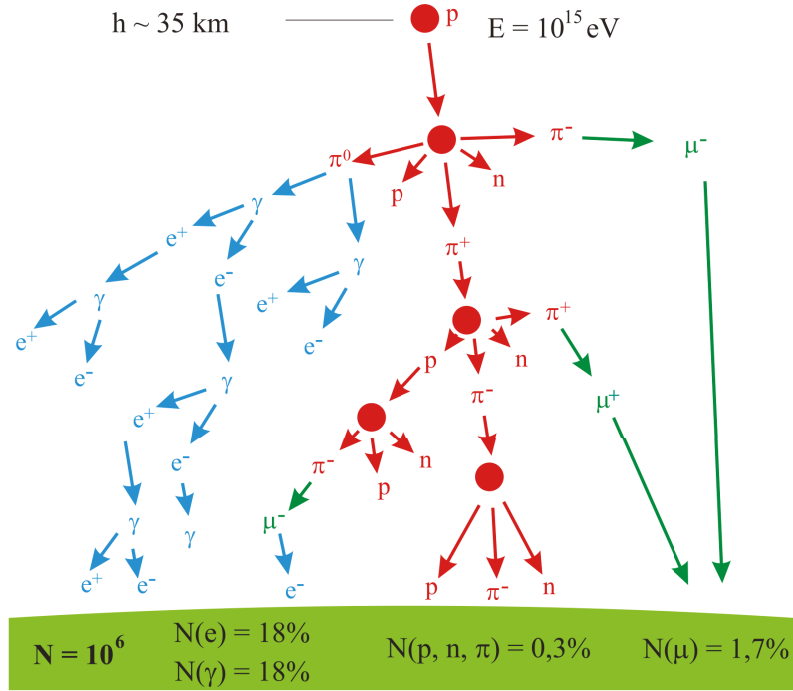


FIGURE 3.1: Schéma d'une gerbe atmosphérique issue d'un proton d'une énergie de 10^{15} eV se développant dans l'atmosphère et atteignant la surface. Un million de particules participent au développement de la gerbe.

- $\sigma_{p.e.}$ l'effet photo-électrique atomique,
- σ_{Rayleigh} la diffusion RAYLEIGH,
- σ_{Compton} la diffusion COMPTON,
- κ_{nuc} production de paire dans le champ nucléaire,
- κ_e production de paire dans le champ électronique,
- $\sigma_{g.d.r.}$ interaction photo-nucléaire non-élastique.

Deux grandeurs permettent de caractériser le comportement d'une gerbe électromagnétique : la longueur de radiation X_0 et l'énergie critique E_c . Ces deux variables sont hautement dépendantes du milieu considéré.

La longueur de radiation est une mesure de la quantité de matière caractéristique traversée par un electron de haute énergie perdant cette énergie par *bremsstrahlung*, ou encore d'un photon produisant une paire de particule - antiparticule. X_0 est mesuré usuellement en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ et est reliée, par la masse volumique du matériau, aux grandeurs suivantes :

- la distance moyenne qu'un électron de haute énergie parcourt avant qu'il ne lui reste plus que e^{-1} de son énergie,
- sept neuvième du parcours libre moyen d'un photon de haute énergie produisant une paire particule - antiparticule. [29]

Cette grandeur est particulièrement utilisée pour quantifier la profondeur aux radiations des détecteurs en physique des particules. La longueur de radiation permet de décrire le comportement

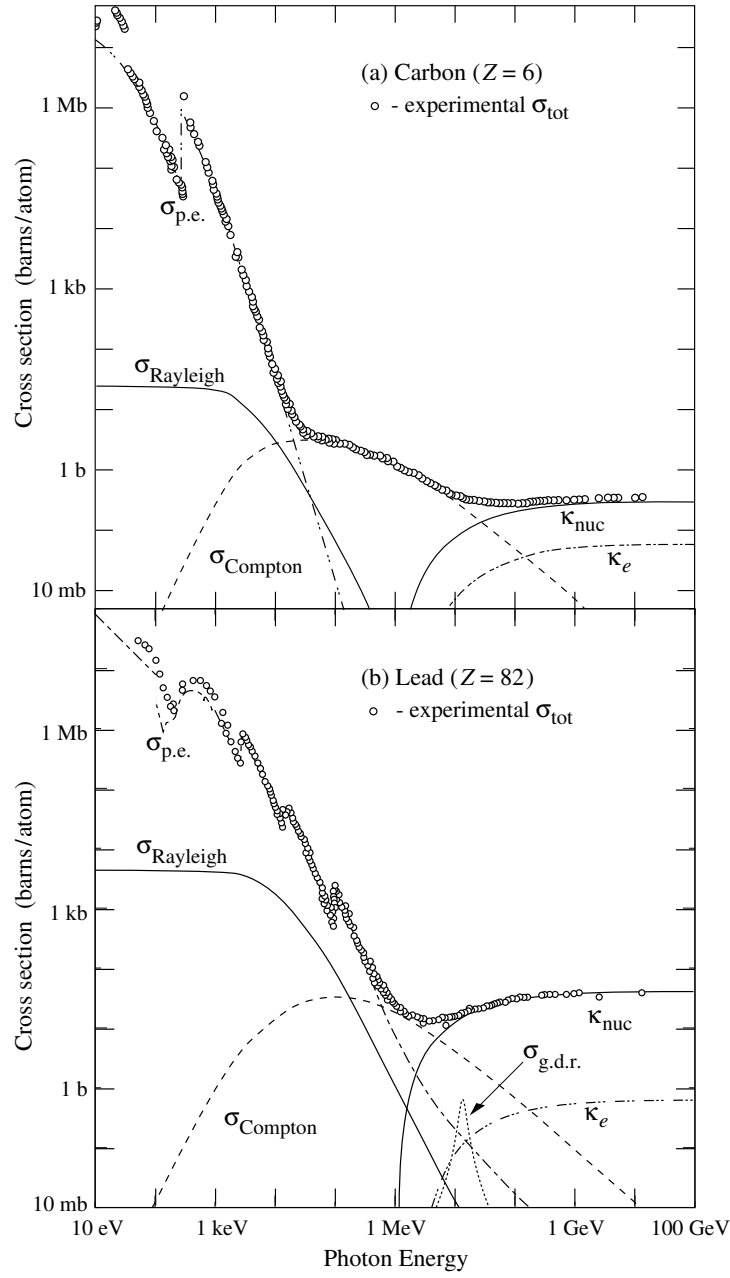


FIGURE 3.2: Section efficace totale d'un photon avec le carbone et le plomb en fonction de l'énergie du photon.

d'une gerbe électromagnétique de façon unifiée pour tous les matériaux. X_0 peut être approximé par la formule suivante [61] :

$$X_0 \approx \frac{A \cdot 716 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}}{Z(Z+1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}}$$

La perte d'énergie d'un électron par effet *bremssstrahlung* est proportionnelle à son énergie, tandis que la perte par ionisation est en logarithme de l'énergie. On peut donc définir en première approximation une énergie critique E_c où ces deux taux de pertes sont égaux, c'est la transition

entre le domaine de perte par *bremsstrahlung* et celui de perte par ionisation. E_c dépend du milieu d'absorption et de son état physique. La valeur approximée de E_c est obtenue grâce aux formules suivantes :

$$E_c \approx \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \text{ pour les solides et liquides,} \quad (3.1)$$

$$E_c \approx \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0,92} \text{ pour les gaz, [29]} \quad (3.2)$$

avec Z le numéro atomique du milieu considéré.

Pour l'argon liquide ($Z = 18$), E_c vaut approximativement 31,7 MeV. La table 3.1 répertorie des valeurs de E_c pour des matériaux communément utilisés en calorimétrie. Plus le matériau est dense, plus la longueur de matériau nécessaire pour atteindre une valeur fixe de X_0 est petite.

Matériaux	Z	ρ [g · cm ⁻³]	X_0 [g · cm ⁻²]	E_c [MeV]	X_0/ρ [cm]
Argon liquide	18	1,40	19,6	31,7	14,0
Fer	26	7,87	13,8	22,4	1,76
Plomb	82	11,4	6,37	7,33	0,56
Uranium	92	19,1	6,00	6,54	0,31

TABLE 3.1: Valeurs de la longueur de radiation X_0 et de l'énergie critique E_c pour différents matériaux. Sont précisés le numéro atomique Z et la masse volumique des différents matériaux. Enfin est fourni à titre indicatif le rapport de X_0 par la masse volumique, ce dernier représente la longueur spatiale de matériaux correspondant à 1 X_0 .

Le développement longitudinal de la cascade électromagnétique dépend de la composante hautement énergétique de la gerbe. Ce développement s'exprime en terme de multiple de X_0 . La longueur de radiation à laquelle a lieu le maximum du dépôt d'énergie est $X_{\max} = X_0 \ln \frac{E}{E_c} + t_0$, t_0 permettant de prendre en compte l'origine de la gerbe : $t_0 = -0,5$ si la particule incidente est un électron, $t_0 = +0,5$ si c'est un photon. La figure 3.3 présente l'évolution du dépôt d'énergie d'électrons dans un bloc de cuivre, dans une gamme d'énergie initiale allant de 1 GeV à 1 TeV. La croissance logarithmique du maximum de dépôt d'énergie assure que même au plus hautes échelles d'énergie accessibles au LHC, la cascade est contenue dans $30X_0$, quelque soit le matériau par définition de X_0 .

Au démarrage de la gerbe, le développement transverse est dominé par la diffusion des électrons et positrons dans le milieu. En fin de cascade, ce sont les processus de diffusion isotrope de basse énergie, diffusion COMPTON et effet photo-électrique, qui dominent le développement transverse de la gerbe. Le développement transverse peut se modéliser par la somme de deux gaussiennes : un cœur dur s'élargissant quand la gerbe se développe. Pour paramétriser ce développement transverse, on utilise le « rayon de MOLIERE » : $R_M = X_0 \frac{21 \text{ MeV}}{E_c}$. Ce rayon est donc fonction du milieu via E_c . En moyenne pour un milieu ignorant les effets de composition, 90% de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon R_M , 99% dans $3,5R_M$.

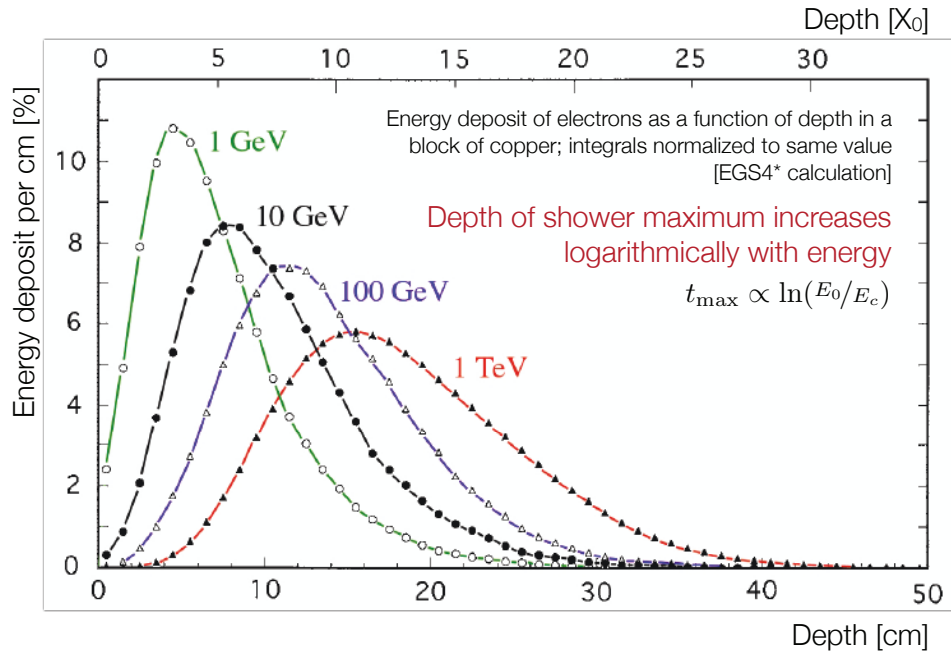


FIGURE 3.3: Dépôt d'énergie d'électrons d'énergies 1 GeV (vert), 10 GeV (noir), 100 GeV (bleu) et 1 TeV (rouge) en fonction de la profondeur dans un bloc de cuivre. La profondeur est exprimée en cm en bas, en longueur de radiation X_0 en haut. Les intégrales des différentes courbes sont normalisées à la même valeur. [62]

Une gerbe électromagnétique est un phénomène physique limité dans l'espace longitudinalement et latéralement. Pour en mesurer l'énergie, un calorimètre doit être capable de recueillir suffisamment d'informations sur les composantes de la gerbe pour en inférer l'énergie de la particule incidente. Ce peut être en étant capable de compter l'ensemble des particules finales de la gerbe et de mesurer leurs énergies, ou en échantillonnant l'énergie déposée pour remonter à l'énergie incidente. La direction de la particule incidente est aussi une mesure importante, on segmentera alors le calorimètre de façon à faire apparaître cette direction dans la mesure. La conception du calorimètre est un compromis entre les performances désirées pour la mesure de l'énergie et les contraintes techniques de construction. Le système calorimétrique utilisé dans ATLAS est décrit dans la suite.

3.1.2 La technologie argon liquide

La calorimétrie à argon liquide se base sur l'alternance d'un absorbeur passif, souvent en plomb pour sa densité, et d'un milieu actif, l'argon liquide. Le dispositif, voir figure 3.4, fait intervenir une électrode chargée de collecter le courant de ionisation. La particule incidente va diffuser dans le plomb, y perdant une part de son énergie par *bremssstrahlung*. Les particules chargées de la gerbe électromagnétique ionisent l'argon liquide. Les électrons de ionisation dérivent jusqu'à l'électrode sous l'influence du champ électrique créé par la haute tension (1000 V à 2500 V pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS, en fonction de la pseudorapacité) à laquelle sont soumises les couches externes de l'électrode (« outer copper layer »). Le signal est recueilli sur la couche interne de l'électrode (« inner copper layer ») par effet capacitif. Le signal correspond à l'énergie déposée dans l'argon liquide, la fraction déposée dans le plomb n'étant pas

accessible directement. C'est une calorimétrie par échantillonnage, la fraction d'énergie détectée permet d'inférer l'énergie totale d'une gerbe électromagnétique.

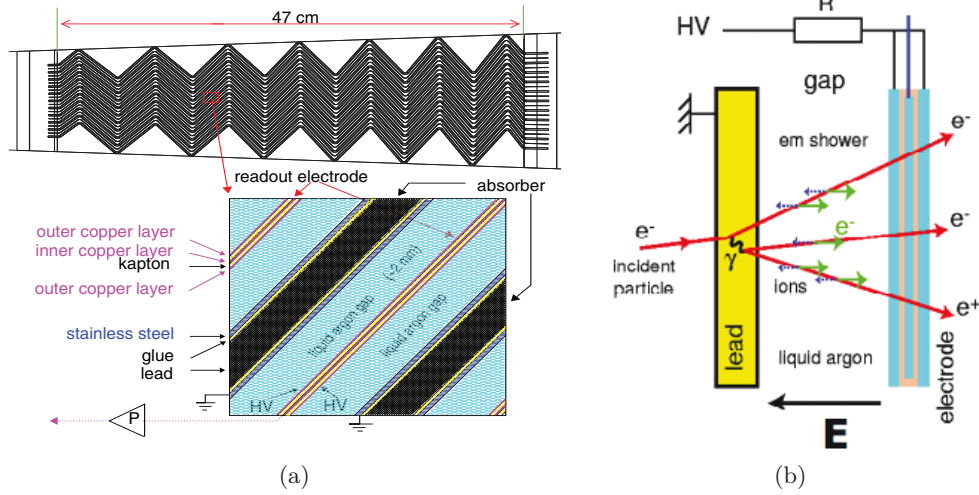


FIGURE 3.4: (a) : Schéma montrant l'alternance du plomb et de l'argon liquide, ainsi qu'un détail de la forme en accordéon des électrodes.

(b) : Schéma décrivant la mesure de l'énergie d'un électron incident, à gauche, par ionisation du milieu actif, ici argon liquide. Les électrons de ionisation sont collectés par l'électrode, en bleu.

La calorimétrie argon liquide a pour avantage de posséder un comportement linéaire [63], homogène, stable sur le temps, et de résister aux radiations. Ce dernier avantage est particulièrement important pour un détecteur auprès d'un collisionneur hadronique à haute luminosité tel que le LHC.

3.2 La structure du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS, représenté en figure 3.5, est composé d'un tonneau central et de deux bouchons, couvrant η de $-4,9$ à $4,9$ et la totalité de ϕ . Les régions positives et négatives en η sont respectivement appelées côté A et côté C . Le tonneau central et les deux bouchons sont chacun contenus dans un cryostat. La géométrie du calorimètre électromagnétique est décrit dans la suite de cette section et est résumée dans le tableau 3.2.

Le calorimètre électromagnétique central, abrégé en *EMB* pour « ElectroMagnetic Barrel », est segmenté en trois compartiments de cellules illustrées sur la figure 3.6, chaque compartiment présente une granularité différente et de longueurs de radiation différentes, comme peut être vu figure 3.7. La géométrie en accordéon des cellules permet une couverture complète en ϕ . Le premier compartiment (*front layer* pour « compartiment avant »), la plus proche de la ligne de faisceau, a une granularité en η huit fois plus fine que le second compartiment (*middle layer* pour « compartiment du milieu »). Le rôle du compartiment avant est d'affiner les mesures de direction des gerbes grâce à sa résolution fine en η et apporte une capacité de discrimination entre les photons et les pions. Le compartiment central est responsable de la mesure de la majorité

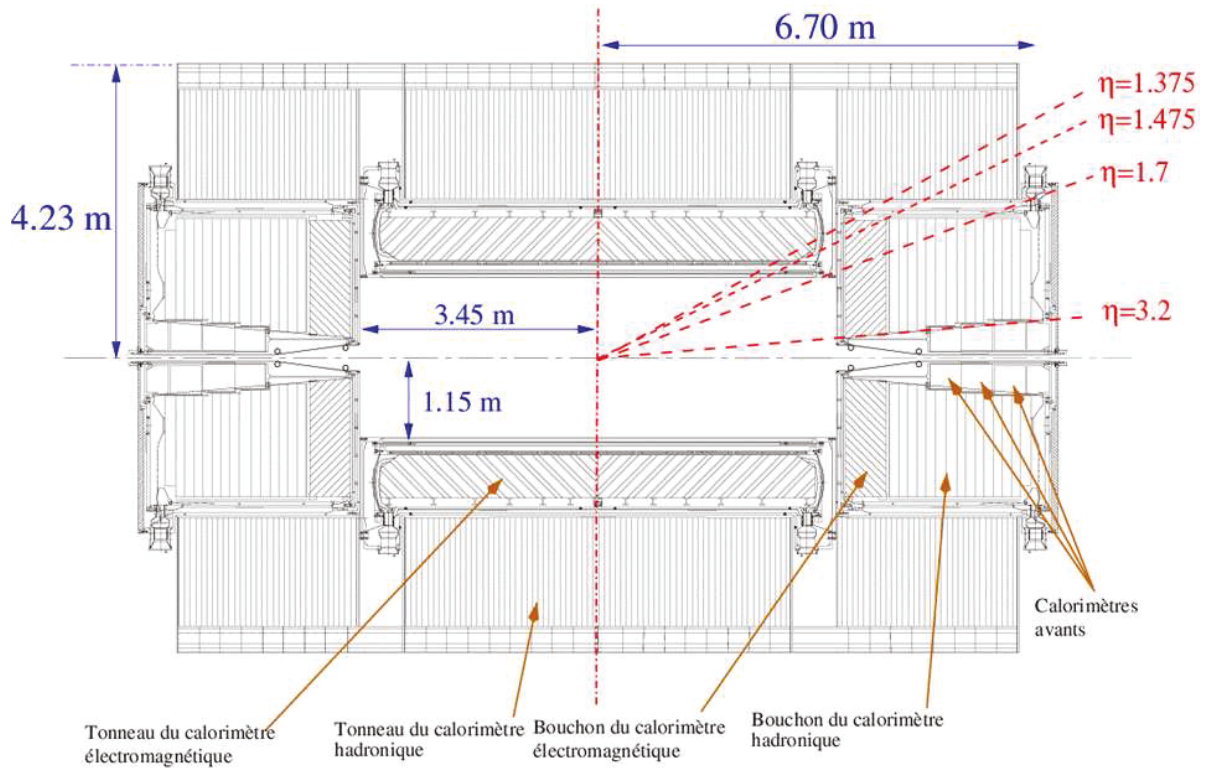


FIGURE 3.5: Schéma en coupe longitudinale du système calorimétrique d'ATLAS.

de l'énergie d'une gerbe. Le dernier compartiment (*back layer*), ou compartiment arrière, a une résolution en η et ϕ moins fine que le compartiment du milieu. Son rôle est d'aider à discriminer les électrons et photons des hadrons. L'ensemble du *EMB* couvre la région $-1,475 < \eta < 1,475$ et a été conçu pour pouvoir contenir la totalité d'une gerbe électromagnétique issu d'un photon de 50 GeV, tout en permettant de mesurer la direction de ce photon grâce aux découpages en trois compartiments longitudinaux et à une fine granularité en η . La figure 3.7a montre la quantité de matière cumulée en fonction de η dans le tonneau ; le changement d'épaisseur des plaques de plomb à $\eta = 0,8$ se remarque.

La figure 3.8 illustre la segmentation en trois compartiments d'un module du calorimètre électromagnétique central, la granularité respective de ces trois compartiments ainsi que la géométrie en accordéon des électrodes. Un détail de la segmentation des cellules du calorimètre central suivant la position géographique considérée est donné en table 3.2.

Le calorimètre central est précédé par le pré-échantillonneur. Ce dernier étend la couverture en η de $-1,8$ à $1,8$. Son rôle est de mesurer l'énergie perdue dans la matière entre le point d'interaction et le calorimètre et de fournir une discrimination entre pions et photons.

Les calorimètres bouchons, abrégés en *EMEC* pour « Electromagnetic End-Cap », fonctionnent sur les mêmes principes que le *EMB*. Il étend la couverture du calorimètre électromagnétique sur $1,375 < |\eta| < 3,2$. Il est organisé en deux roues coaxiales séparées à $|\eta| = 2,5$: une interne et une externe. La roue interne possède deux compartiments longitudinaux tandis que

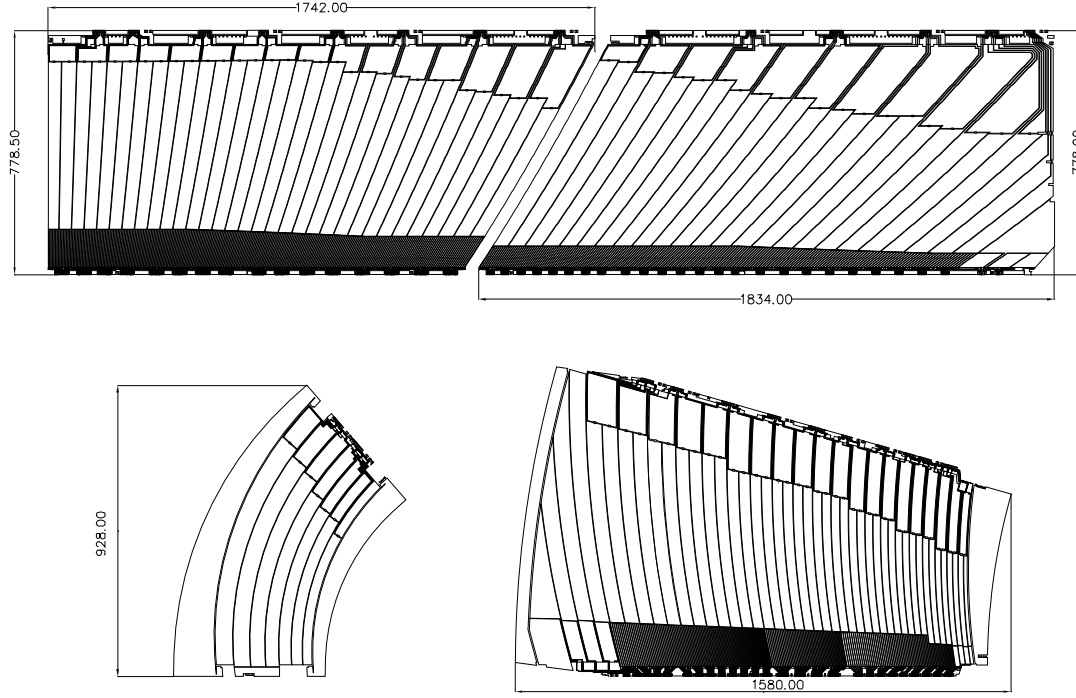


FIGURE 3.6: Les deux électrodes du haut sont utilisées dans le calorimètre central, tandis que les deux du bas sont pour le calorimètre en bouchon avec à gauche une des électrodes pour la roue intérieure, et à droite l'illustration pour la roue extérieure. Les dimensions sont en millimètres. La granularité respective des différents compartiment est visible.

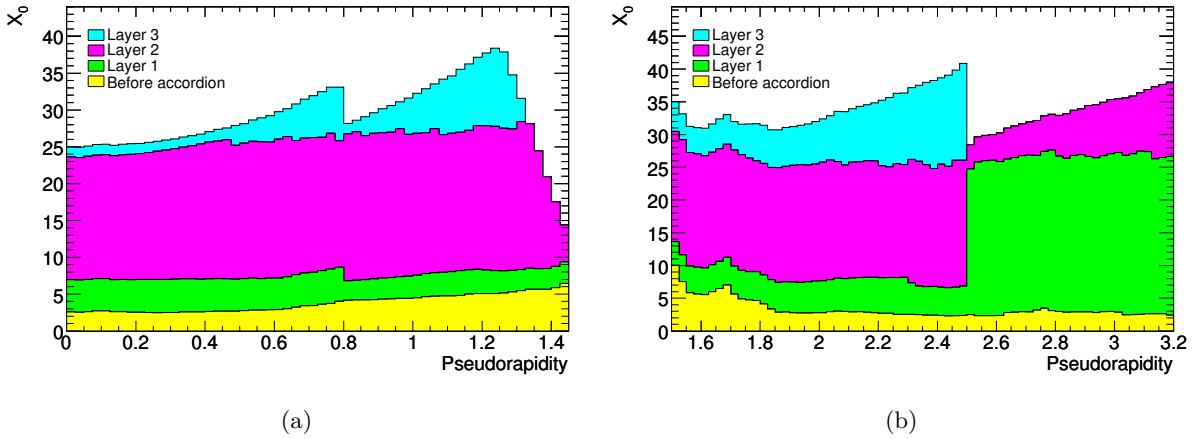


FIGURE 3.7: Quantité de matière cumulée en longueur de radiation X_0 fonction de la valeur absolue de η . Sont représentées les épaisseurs respectives de chaque compartiment du calorimètre central (gauche) et du calorimètre de bouchon (droite) ainsi que la quantité de matière précédant chacun des calorimètres.

la roue externe en possède trois (figure 3.6). Sur la figure 3.7b la séparation à $|\eta| = 2,5$ entre

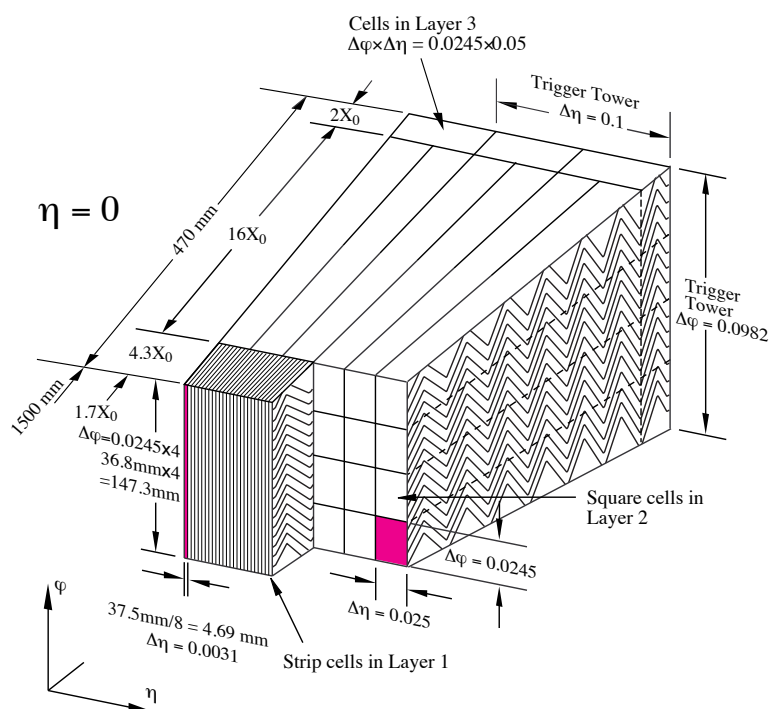


FIGURE 3.8: Schéma d'un module du tonneau. Les différents compartiments avant, milieu et arrière sont visibles ainsi que la granularité des cellules en η et ϕ .

	Tonneau $\delta\eta \times \delta\phi$ – région en η	Bouchons $\delta\eta \times \delta\phi$ – région en η
Pré-échantillonneur	$0,025 \times 0,1 - \eta < 1,52$	$0,025 \times 0,1 - 1,5 < \eta < 1,8$
Compartiment avant	$0,003 \times 0,1 - \eta < 1,4$ $0,025 \times 0,025 - 1,4 < \eta < 1,475$	$0,050 \times 0,1 - 1,375 < \eta < 1,425$ $0,025 \times 0,1 - 1,425 < \eta < 1,5$ $0,003 \times 0,1 - 1,5 < \eta < 1,8$ $0,004 \times 0,1 - 1,8 < \eta < 2,0$ $0,006 \times 0,1 - 2,0 < \eta < 2,4$ $0,025 \times 0,1 - 2,4 < \eta < 2,5$ $0,1 \times 0,1 - 2,5 < \eta < 3,2$
Compartiment central	$0,025 \times 0,025 - \eta < 1,4$ $0,075 \times 0,025 - 1,4 < \eta < 1,475$	$0,050 \times 0,025 - 1,375 < \eta < 1,425$ $0,025 \times 0,025 - 1,425 < \eta < 2,5$ $0,1 \times 0,1 - 2,5 < \eta < 3,2$
Compartiment arrière	$0,050 \times 0,025 - \eta < 1,35$	$0,050 \times 0,025 - \eta < 2,5$
Nombre de voies	109696	63744

TABLE 3.2: Segmentation des calorimètres électromagnétique à argon liquide tonneau et bouchons en fonction de η et ϕ . La segmentation est détaillée suivant les compartiments et le pré-échantillonneur. Au sein des compartiments la segmentation est explicitée suivant la région en η considérée. Enfin le nombre de cellules dans les calorimètres tonneau et bouchons est donnée.

les deux roues ainsi que le changement du nombre de couches se voit dans la quantité de matière.

Les calorimètres en avant, abrégé par *FCal* pour « Forward calorimeters », sont composés de trois couches : une électromagnétique suivi de deux hadroniques. Placés dans les bouchons ils étendent la couverture du calorimètre de $3,1 < |\eta| < 4,9$.

Les calorimètres hadroniques bouchons sont placés derrière leur *EMEC* respectif, ils couvrent la région $1,5 < |\eta| < 3,2$.

Le signal des cellules traverse le cryostat grâce à un dispositif dédié appelé « feedthrough », abrégé en *FT*, et est amplifié, mis en forme et numérisé par les cartes frontales¹. Le temps de croisement entre paquets des faisceaux au LHC est de 50 ns, le temps de dérive des électrons dans l'argon est de l'ordre de 500 ns. Le signal analogique brut ne peut donc être utilisé pour la mesure de l'énergie, cela rendrait la mesure trop sensible au bruit d'empilement. Le signal analogique est donc mis en forme par un circuit CR-(RC)² et intégré sur une partie courte (< 100 ns). La figure 3.9 présente le signal triangulaire brut et après mise en forme. Une estimation de l'énergie peut être obtenue en moins de 100 ns grâce à cette mise en forme. Cette action rend la forme du signal dépendante de la géométrie de la cellule, un étalonnage par cellule devient nécessaire pour prendre en compte cet effet et conserver une réponse uniforme du détecteur. L'étalonnage est décrit plus avant dans la section 3.3 de ce chapitre. Les particules produites au LHC ont des énergies allant de quelques MeV au TeV, la mise en forme du signal utilise trois gains (bas, moyen et haut) pour assurer la couverture de cette gamme dynamique. Le signal est ensuite échantillonné toutes les 25 ns puis conservé en attendant la décision du système de déclenchement d'acquisition. Le cas échéant cinq échantillons autour du pic d'amplitude du signal mis en forme sont conservés et numérisés dans le gain correspondant.

L'ensemble de la chaîne électronique est schématisé figure 3.10. Elle comporte les éléments suivant : un châssis frontal² accueille les *FEB* de deux *FT*. Chaque *FEB* correspond à un « slot » d'un *FT* et jusqu'à 15 d'entre elles peuvent être nécessaires par *FT*. Chaque « slot » est lié à 127 cellules, ou voies. Dans chaque *FEC* se trouve une carte d'étalonnage qui permet de générer et d'envoyer un signal ajustable à chaque cellule du *FT*. La carte d'étalonnage possède 127 lignes d'étalonnage, et chacune d'entre elles peut injecter du signal à plusieurs cellules, de 1 à 32 suivant la couche à laquelle les cellules appartiennent ou encore à quel sous détecteur la ligne d'étalonnage est reliée. Le calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS regroupe 182468 cellules. Au début de l'année 2011, 0,06% de ces cellules étaient défectueuses, 0,5% en mai 2011, 0,21% en juillet 2011 et 0,04% début 2012.

3.3 L'étalonnage du calorimètre électromagnétique

Cette section aborde la mise en œuvre de l'étalonnage du calorimètre, activité à laquelle j'ai contribué dans le cadre de ma qualification d'auteur ATLAS et de ma participation au fonctionnement du détecteur. Une prise de données d'étalonnage est réalisée chaque jour pendant le fonctionnement du détecteur, hors faisceau. Une campagne complète supplémentaire d'étalonnage est récoltée une fois par semaine. Hebdomadairement, une personne au sein de l'équipe

¹ *FEB* : « Front End Board »

² *FEC* : « Front End Crate »

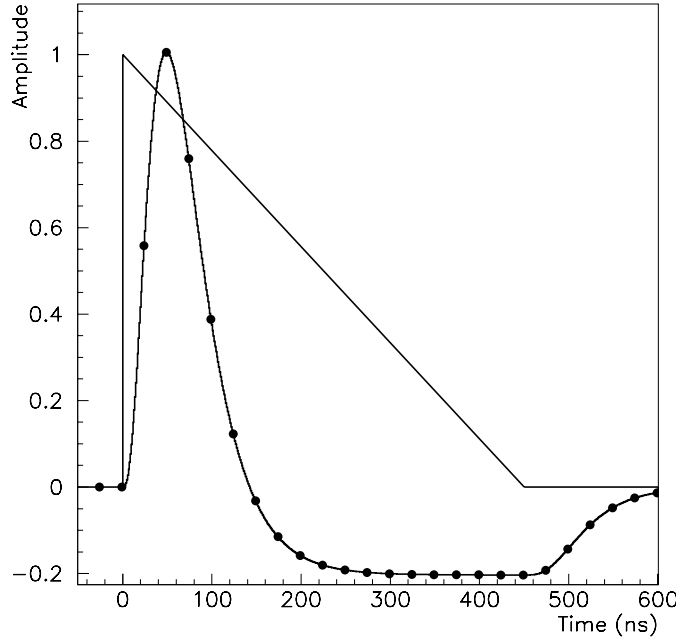


FIGURE 3.9: Représentation du signal physique triangulaire ainsi que de sa mise en forme (courbe avec points). Les points sont les échantillons de la mise en forme.

d'étalonnage analyse ces campagnes de données et met en évidence les déviations par rapport à une campagne de référence. Cette dernière est actualisée régulièrement de façon à minimiser la dérive en temps des constantes d'étalonnage. Une liste des voies défaillantes, et pour quelle raison elles sont étiquetées défaillantes, est maintenue. Cette dernière permet le traitement de ces voies ; si une voie est défaillante car elle ne reçoit pas le signal d'étalonnage, une correction à ces constantes d'étalonnage est appliquée : si une voie est défaillante car la voie de la carte frontale associée est endommagée, cette dernière sera remplacée à la prochaine maintenance. L'énergie mesurée par le calorimètre est directement fonction des constantes d'étalonnage surveillées, comme le montre l'équation 3.3.

$$E_{\text{cell}} = F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} \cdot \frac{1}{\frac{M_{\text{phys}}}{M_{\text{cali}}}} R \left[\sum_{j=1}^{N_{\text{échantillons}}} a_j (s_j - p) \right] \quad (3.3)$$

- E_{cell} est l'énergie mesurée par la cellule en MeV,
- $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}}$ est le facteur permettant la conversion du courant reconstruite en une estimation brute de l'énergie déposée dans les parties actives et passives de la cellule,
- $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ convertit le courant mesuré initialement en DAC^3 en μA ,
- $\frac{M_{\text{phys}}}{M_{\text{cali}}}$ permet de prendre en compte la différence entre le signal d'étalonnage et le signal physique pour un même courant. Ce terme est obtenu lors de la prédiction du signal de sortie de ionisation.

³ DAC : unité de la carte d'étalonnage

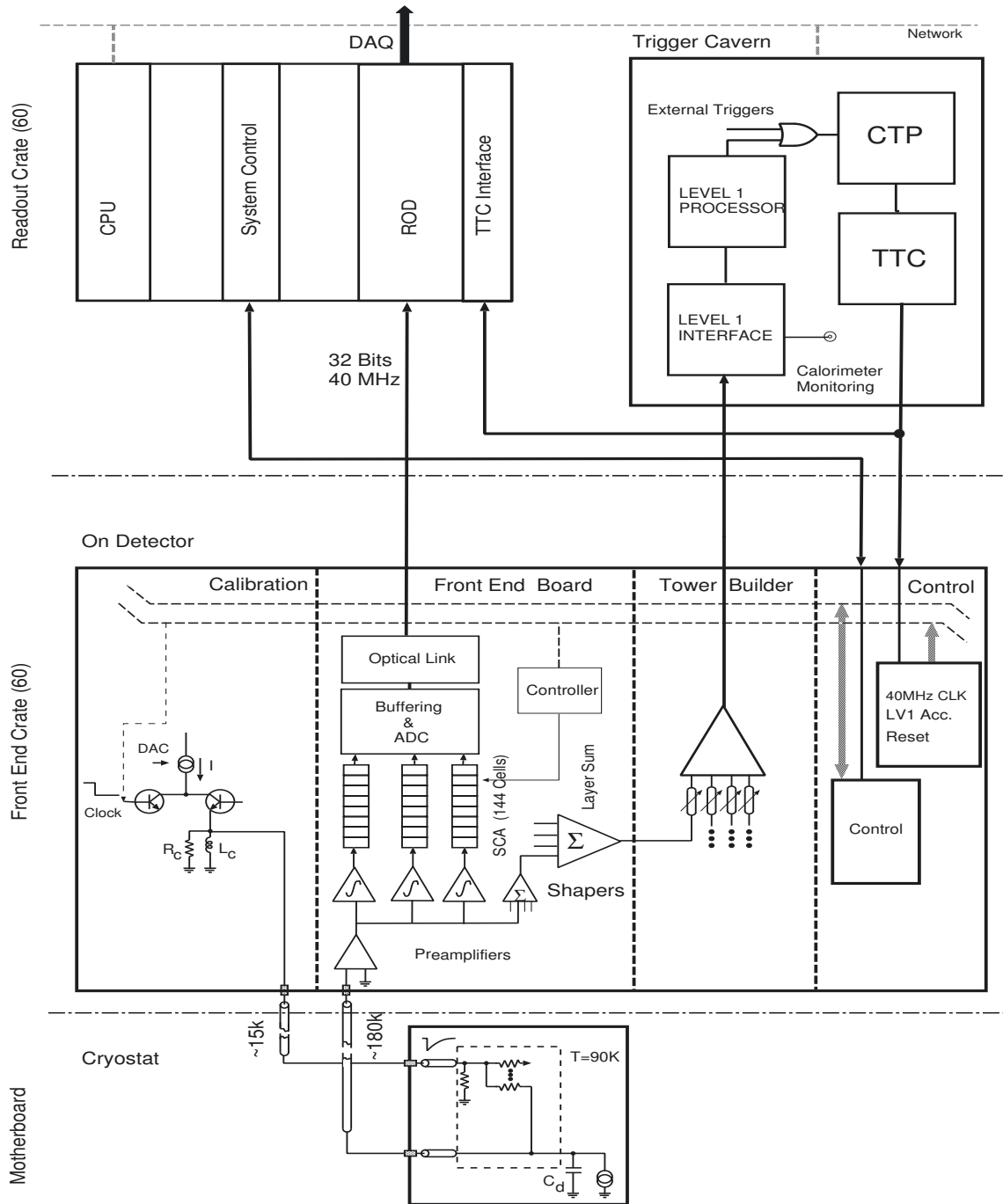


FIGURE 3.10: Diagramme de l'électronique du calorimètre électromagnétique. Le bloc du bas (« motherboard » : carte mère) schématise l'électronique dans le cryostat reliée au châssis frontal, bloc du milieu, par des traversées étanches (« feedthrough ») sur l'extérieur du cryostat. Enfin le bloc supérieur schématise l'électronique de lecture et de synchronisation, située à distance du détecteur. Le signal physique parcourt la chaîne du bas vers le haut.

- R assure la conversion des ADC au DAC, ce terme est étalonné à partir des campagnes de rampes,

- $N_{\text{échantillons}}$ est le nombre d'échantillons pris du signal,
- a_j sont les coefficients de filtrage optimal, ils permettent de minimiser les effets d'échantillonnage hors-temps et de l'autocorrélation du bruit électronique. Ces coefficients sont déterminés grâce aux campagnes de piédestaux et de forme du signal en sortie,
- s_j est l'échantillon j du signal en sortie, mesuré en *ADC*,
- p est le piédestal de la cellule, mesuré à partir des campagnes de piédestaux.

Dans le cadre de ma contribution au fonctionnement du détecteur ATLAS et au sein de l'équipe en charge de l'étalonnage du calorimètre, j'ai participé à la surveillance hebdomadaire de ces constantes d'étalonnage du détecteur tout en étant responsable de la maintenance du logiciel de validation des données d'étalonnage. J'ai aussi étudié la correction appliquée aux constantes d'étalonnage des voies qui ne reçoivent plus le signal d'étalonnage. Cette étude est présentée dans la section 3.4 de ce chapitre.

3.3.1 Le signal d'étalonnage

Le signal physique dû à la dérive et à la collecte des charges est un signal de forme triangulaire, comme l'illustre la figure 3.9. Il est approximé par un signal en exponentielle décroissante d'amplitude équivalente et de temps de décroissance comparable. Ce signal est ensuite mis en forme comme le signal physique. Le signal d'étalonnage est injecté au niveau de la carte mère, ce qui est le point d'entrée le plus proche possible du signal physique. Il parcourt ensuite le même chemin que le signal physique, avant d'être mis en forme. Les formes de sortie d'un signal physique et d'un signal d'étalonnage pour un même courant d'entrée sont différentes, du fait des formes de signaux d'entrée différentes et du point d'injection différent.

3.3.2 Les campagnes d'étalonnage

Quand aucune collision n'est prévue au sein du détecteur, il est possible de réaliser une campagne d'étalonnage. Il existe plusieurs campagnes de prises de données d'étalonnage différentes. Chacune de ces campagnes vise à mesurer une variable d'étalonnage précise. Pour chaque voie de sortie du signal, ces paramètres sont les piédestaux, le bruit, les rampes et la forme du signal de sortie. Les trois premières font l'objet d'une campagne quotidienne de prise de données dédiée lors du fonctionnement du détecteur, la forme du signal de sortie est mesurée hebdomadairement.

- Les prises de données dites de piédestal visent à enregistrer la réponse de l'électronique sans injection de signal. La moyenne de la réponse est le piédestal de la cellule, la largeur est le bruit associé. En terme d'énergie, cela correspond à un pic autour de 60 MeV.
- Les prises de données dites de rampes sont utilisées pour extraire la réponse de chaque cellule en fonction du courant injecté, pour chacun des trois gains de l'électronique. Plusieurs valeurs du signal d'entrée sont injectées de manière à couvrir toute la gamme dynamique de lecture. La pente de la rampe est le terme utilisé pour chacun des gains dans la reconstruction de l'énergie. L'ordonnée à l'origine n'est utilisée que dans le cas où la pente dévie violemment entre deux campagnes d'étalonnage, de façon à vérifier si il y a eu un véritable changement dans l'étalonnage ou si l'ajustement linéaire est instable.

- Les prises de données dites de forme mesurent la variation en temps de la réponse amplifiée et mise en forme de chaque cellule, au signal exponentiel de calibration. Afin de réduire les possibles effets de communication entre cellules adjacentes, le signal de calibration est envoyé à des groupes alternés de cellules. En modélisant les propriétés électriques du système de lecture et en corrigeant des différences entre le signal de calibration et le signal physique, on peut prédire la réponse de la cellule au courant de ionisation à partir de sa réponse au signal de calibration. Comme le montre l'équation 3.3, une bonne connaissance de la réponse de la cellule au signal d'étalonnage est nécessaire, puisque cette courbe et sa dérivée impactent directement la mesure de l'énergie déposée dans la cellule.

Les figures 3.11a et 3.11b présentent deux exemples de réponses au signal de calibration, en fonction du temps en nanosecondes. Dans le cas de la figure 3.11a c'est une cellule considérée comme bonne, la forme de signal représentée est celle mesurée. La région de 50 ns à 150 ns est le pic ; elle contient l'information utilisée sur l'énergie déposée dans la cellule. C'est cette région de la réponse qui est échantillonnée (termes s_j dans l'équation 3.3) pour la mesure de l'énergie. Telles que représentées dans les figures 3.11a et 3.11b, les piédestaux des cellules considérées ont été soustraits au signal de sortie. La figure 3.11b présente le signal en sortie d'injection du signal d'étalonnage d'une cellule défaillante.

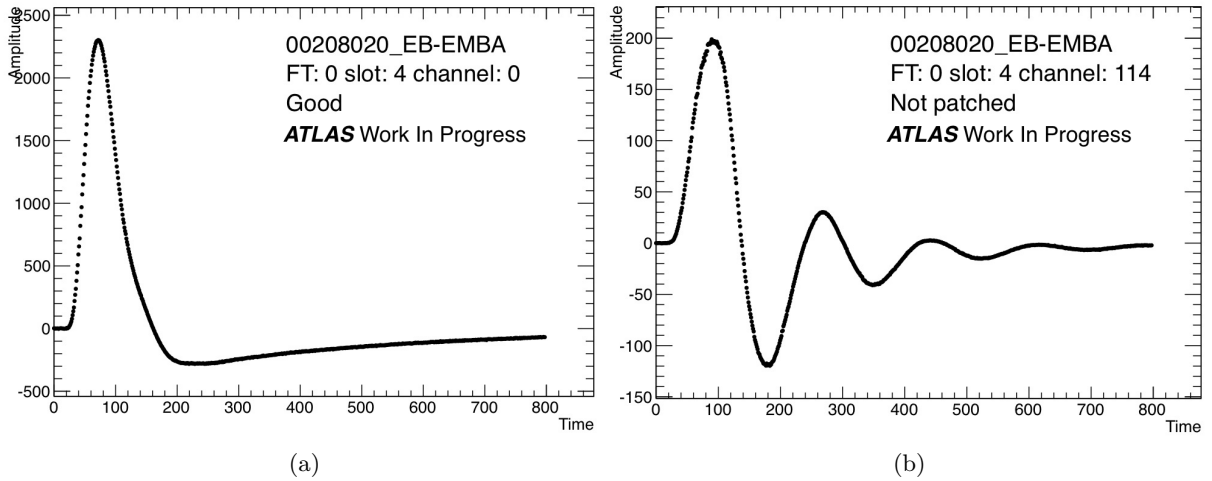


FIGURE 3.11: Graphique représentant la réponse des cellules 0 et 114 du *slot* 4 du *feedthrough* 0 du calorimètre central côté A, échantillonné toutes les nanosecondes. À gauche la réponse représentée y est typique d'une cellule en bon état de fonctionnement, à droite elle y est typique d'une cellule déviante. Cette figure est obtenue à partir des données de la campagne de *delay* 00208020 réalisée le 5 août 2012.

3.4 La correction des voies défaillantes

La surveillance hebdomadaire des constantes d'étalonnage permet maintenir le bon étalonnage du détecteur et d'identifier les voies défaillantes. Bien que ces dernières aient des constantes d'étalonnage aberrantes, inutilisables pour la physique, il est possible de les corriger. L'enjeu de cette section est de décrire la procédure dite de *patching* des voies défaillantes ainsi que l'étude qui en a été faite dans le cadre de ma contribution au fonctionnement du détecteur ATLAS.

Une voie peut être défaillante pour différente raison : le voltage est réduit, la cellule est morte, la lecture de la cellule est morte, la ligne d'étalonnage ne fonctionne plus, la cellule possède un bruit anormalement élevé.

Si la ligne d'étalonnage ne fonctionne plus, la voie ne reçoit pas le signal d'étalonnage, le signal lu en sortie est nul et en conséquence les valeurs d'étalonnage obtenues par le procédé habituel d'étalonnage sont aberrantes. Dans ce cas, la voie est tout à fait capable de fournir un signal physique, son étalonnage est simplement impossible. Un *patching* est alors utilisé. Ce procédé ne concerne que quelques centaines de cellules parmi les 182468 du calorimètre électromagnétique. Une ligne d'étalonnage injecte un signal dans plusieurs cellules ; on sait alors que la ligne d'étalonnage ne fonctionne plus quand les cellules à laquelle elle correspond sont toutes défaillantes.

Le *patching* est l'assignation d'une valeur d'étalonnage à une voie pour laquelle l'injection du signal d'étalonnage est impossible. Cette valeur est calculée à partir des données d'étalonnage de voies devant avoir un comportement similaire, de part leur position dans le détecteur et leur géométrie propre. Il est par exemple attendu que toutes les voies de l'*EMB* en un η donné aient un comportement similaire, du fait de la symétrie en ϕ du détecteur. Le *patching* consiste alors à utiliser la moyenne en ϕ des constantes d'étalonnage comme constante d'étalonnage pour une voie dont la ligne d'étalonnage est défectueuse. Le *patching* concerne les valeurs de rampes et de réponses au signal d'étalonnage. Comme dit précédemment, la nécessité du *patching* provient d'une ligne de calibration défectueuse, or les mesures du bruit et du piédestal sont obtenues en mesurant la réponse de la voie sans signal injecté. Ces paramètres ne sont donc pas concernés par le *patching*.

La question reste néanmoins de savoir si le *patching* remplit bien son rôle. Une étude sur son impact, et plus exactement sur la question de savoir si le *patching* a le comportement attendu, a été réalisée dans le cadre de cette thèse.

Afin d'y répondre, il fut nécessaire de développer un logiciel exploitant la base de données des constantes d'étalonnage de façon à comparer la valeur fournie par la procédure de *patching* à la valeur mesurée pour une même voie fonctionnant parfaitement. L'étude s'est attachée à quantifier cette différence pour les rampes et les réponses au signal d'étalonnage dans différentes régions du calorimètre électromagnétique, et ainsi quantifier l'erreur liée à l'utilisation de la procédure de *patching*.

3.4.1 La correction des voies défaillantes pour les rampes

Les rampes sont définies par une pente et une ordonnée à l'origine pour chacun des trois gains. Dans un premier temps, le comportement de la procédure de *patching* est illustré pour une voie défaillante. Dans un deuxième temps, un *feedthrough* entier, soit 1/32 ème des voies du calorimètre central, a été volontairement déclaré comme déviant afin d'amplifier l'impact du *patching*. Ainsi on peut comparer les valeurs d'étalonnage mesurées, celles ordinairement utilisées, aux valeurs assignées par la procédure de *patching* sur un ensemble important de cellules.

Les résultats pour une cellule déviante sont répertoriés dans la table 3.3. Comme attendu, il y a une différence significative entre ce qui est mesuré directement avant correction et ce qui

est assigné par le *patching*. La moyenne en ϕ de la pente et de l'ordonnée à l'origine sont là pour vérifier que le comportement des valeurs retournées par le logiciel de *patching* est bien celui attendu. Ces valeurs sont proches. Pour calculer la valeur de *patching*, le logiciel prend en compte l'état des voies entrant dans la moyenne, défaillante ou pas, contrairement à la moyenne en ϕ utilisée ici. À noter, et ce comportement se retrouvera dans la suite, que l'incertitude sur l'ordonnée à l'origine est très sensible à l'incertitude sur la pente, ces deux grandeurs étant anti-corrélées. De la table 3.3 est conclu que le logiciel de *patching* a le comportement attendu pour une voie : il assigne bien une valeur issue de la moyenne en ϕ ; pour le gain moyen, par exemple la pente assignée par le logiciel est 3,175, la valeur calculée en faisant la moyenne en ϕ sur les valeurs mesurées des cellules est aussi 3,175.

Gain	Haut	Moyen	Bas
Ordonnée à l'origine mesurée [ADC]	-0,0784	0,410	-26,40
Ordonnée à l'origine assignée [ADC]	0,3355	9,207	-33,59
\langle Ordonnée à l'origine \rangle_{ϕ} [ADC]	0,3256	9,178	-33,89
Pente mesurée [ADC / DAC]	0,4016	3,859	38,49
Pente assignée [ADC / DAC]	0,3347	3,175	31,57
\langle Pente \rangle_{ϕ} [ADC / DAC]	0,3347	3,175	31,58

TABLE 3.3: Résultats obtenus pour la voie 127 du *slot* 12 du *FT* 6 du calorimètre central côté A. Sont listées pour les trois gains bas, moyen et haut les valeurs obtenues pour l'ordonnée à l'origine lue directement par la calibration, celle assignée par le logiciel de *patching*, la moyenne en ϕ de l'ordonnée à l'origine, puis la pente lue par la calibration, celle assignée par le logiciel de *patching* et enfin la moyenne en ϕ de la pente.

La table 3.4 présente les résultats pour le *feedthrough* artificiellement défectueux. Une simple fonction d'erreur est utilisée pour déterminer l'écart entre les valeurs mesurées et ce que fournit le logiciel de *patching* :

$$\epsilon = \left| \frac{\text{patched} - \text{original}}{\text{original}} \right|$$

On peut voir dans la table 3.4 que cet écart est inférieur à 1% pour la pente dans tous les cas, ce qui pousse à conclure que le *patching* ne se trompe pas en assignant une valeur à une cellule déviante pour cause de ligne de calibration défectueuse. L'écart pour l'ordonnée à l'origine est plus délicat à comprendre. Il faut garder en tête que l'anticorrélation entre l'ordonnée à l'origine et la pente n'est pas prise en compte dans le calcul d'erreur, or cet effet n'est pas négligeable ; c'est pour cela que l'erreur sur l'ordonnée peut atteindre les 68% dans le cas des gains. En pratique, seule la pente des gains est utilisée pour l'étalonnage.

Ces erreurs relatives sont à comparer aux largeurs des distributions de valeurs mesurées pour la pente. Si l'erreur relative est inférieure à la largeur relative, alors la procédure de *patching* retourne des valeurs bien contenue dans la distribution de pente. Des exemples de distribution de pentes sont en figures 3.12a, 3.12b et 3.12c pour la couche avant du calorimètre tonneau. Dans ces exemples les largeurs relatives sont de 1,8% ; l'erreur relative due à la procédure de *patching* correspondant à la couche avant du calorimètre tonneau est au maximum 0,3% d'après la table 3.4. La valeur assignée est contenue dans la distribution de valeurs mesurées de pentes.

Compartiment - Gain	<Grandeur> _{voies}	Lues	Assignées	Moyennes	ϵ
Avant - Haut	<Ordonnée à l'origine> [ADC]	0,6172	0,2483	0,2474	60%
	<Pente> [ADC / DAC]	0,2133	0,2138	0,2138	0,2%
Milieu - Haut	<Ordonnée à l'origine> [ADC]	0,2848	0,4104	0,4105	31%
	<Pente> [ADC / DAC]	0,3357	0,3326	0,3326	0,9%
Arrière - Haut	<Ordonnée à l'origine> [ADC]	0,7928	0,3085	0,3084	157%
	<Pente> [ADC / DAC]	0,2384	0,2370	0,2370	0,6%
Avant - Moyen	<Ordonnée à l'origine> [ADC]	10,42	10,02	10,02	4%
	<Pente> [ADC / DAC]	2,022	2,027	2,027	0,3%
Milieu - Moyen	<Ordonnée à l'origine> [ADC]	11,59	9,663	9,664	16%
	<Pente> [ADC / DAC]	3,171	3,151	3,151	0,6%
Arrière - Moyen	<Ordonnée à l'origine> [ADC]	7,829	7,547	7,547	4%
	<Pente> [ADC / DAC]	2,272	2,252	2,252	0,9%
Avant - Bas	<Ordonnée à l'origine> [ADC]	-16,71	-5,411	-5,270	68%
	<Pente> [ADC / DAC]	19,88	19,94	19,94	0,3%
Milieu - Bas	<Ordonnée à l'origine> [ADC]	-62,08	-64,84	-64,85	5%
	<Pente> [ADC / DAC]	31,55	31,36	31,36	0,6%
Arrière - Bas	<Ordonnée à l'origine> [ADC]	37,52	37,49	37,48	0,1%
	<Pente> [ADC / DAC]	22,53	22,35	22,36	0,8%

TABLE 3.4: Récapitulatif pour chaque gain et chaque couche du calorimètre central de la moyenne de l'ordonnée à l'origine et de la pente sur le *feedthrough* 4, manuellement considéré comme défaillant, dans trois cas de figures : les valeurs mesurées, les valeurs données par le logiciel de *patching* et les valeurs moyennes en ϕ calculées à partir des valeurs mesurées dans les autres *feedthrough*. Enfin, une erreur est estimée à partir des valeurs mesurées et des valeurs données par le logiciel de *patching*.

3.4.2 La correction des voies défaillantes pour les formes de signal de sortie

L'étude de l'effet du *patching* sur les formes de signal en sortie (voir figure 3.11 pour un exemple) est plus délicate. Ce sont des objets plus complexes que les rampes. En effet, pour obtenir le signal mis en forme on échantillonne toutes les nanosecondes la réponse au signal de calibration. Ce sont donc des objets définis sur 800 nanosecondes. Au cours de ce travail, il fut choisi de s'intéresser à la différence point à point normalisée par la valeur au pic entre la forme du signal originale et la forme du signal obtenue par le logiciel de *patching*, et à la distribution de ces différences. Les figures 3.13a et 3.13b représentent respectivement la moyenne des différences point à point normalisée à l'amplitude moyenne au pic et la distribution de ces différences dans la fenêtre de temps autour du pic. Ces distributions montrent un comportement homogène par sous détecteur. Globalement ces différences sont presque nulles, et seules deux régions de la forme du signal posent problème : celles de part et d'autre du pic, car ce sont des zones où la dérivée de la courbe varie fortement. Sur la figure 3.11a, ces zones correspondent aux points autour de 50 ns et 150 ns. Ainsi un décalage de quelques nanosecondes entraîne une différence importante sans que les deux courbes n'aient de comportement si différents. On peut définir trois erreurs pour caractériser le comportement du *patching* :

- l'erreur sur le pic de la forme du signal : la différence moyenne au pic divisée par la valeur moyenne du pic ;

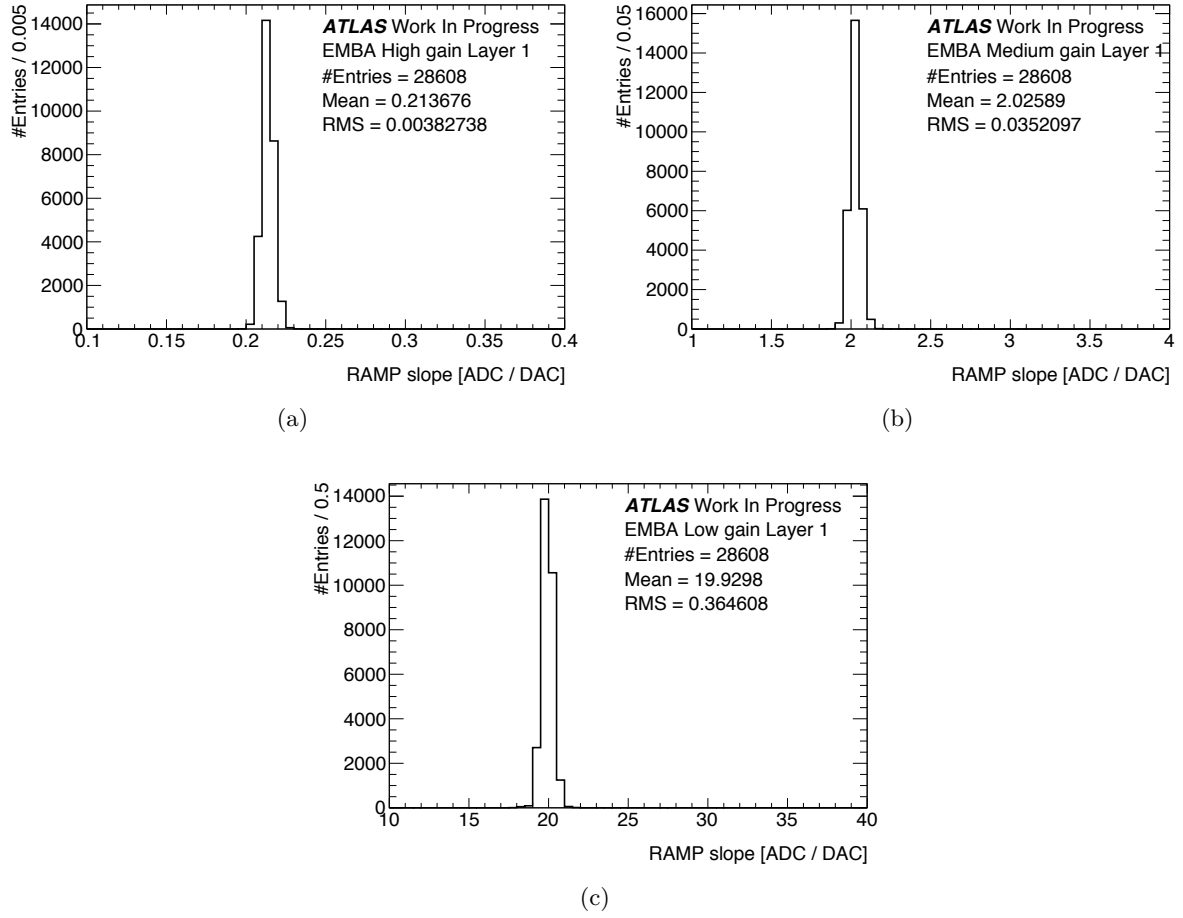


FIGURE 3.12: (a) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche avant, gain haut.

(b) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche avant, gain moyen.

(c) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche avant, gain bas.

- la déviation maximale positive est la déviation maximale positive divisée par la valeur moyenne de la forme du signal au temps de la déviation maximale positive ;
- la déviation maximale négative est la déviation maximale négative divisée par la valeur moyenne de la forme du signal au temps de la déviation maximale négative.

Les déviations maximales positives et négatives ne correspondent pas à ce qui pourrait se lire sur la figure 3.13a : les déviations maximales sur le graphe sont relatives à l'amplitude moyenne au pic de la forme du signal contrairement aux déviations précédemment définies qui sont elles relatives à la valeur de la moyenne au temps de la déviation.

La table 3.5 donne les valeurs des erreurs obtenues pour les différents sous-détecteurs côté A. L'hypothèse est faite que le côté C se comporte de la même façon que le côté A, son étude a donc été négligée. Les déviations maximales positives et négatives sont les pires scénarios possibles, qui n'existent qu'à cause de la variation rapide de la courbe autour du pic. On en

conclut que la *patching* pour les formes du signal est raisonnable et accomplit son rôle, avec une erreur sur le pic de 1,10% pour le *EMBA* et 0,5% pour le *EMECA*. C'est une erreur inférieure à la résolution en énergie du calorimètre. Il est important que le pic soit bien représenté par le *patching* car l'énergie d'une particule détectée est directement proportionnelle à la valeur du pic.

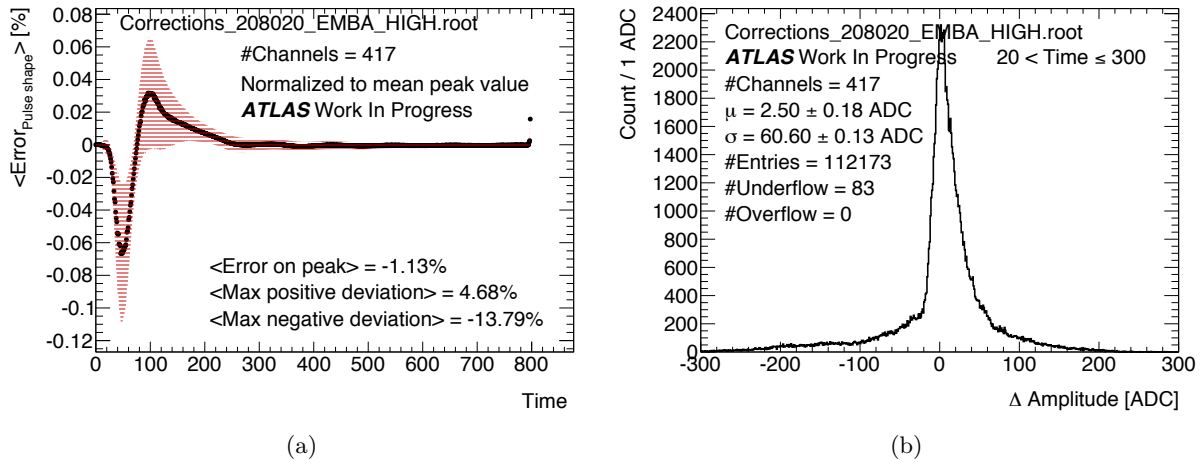


FIGURE 3.13: À gauche : graphique de la moyenne des différences point à point normalisées à la valeur du pic entre la valeur originale des voies et celle obtenue par le logiciel de *patching*. Les points noirs sont la moyenne de ces différences sur l'ensemble du calorimètre central côté A, les bandes rouges correspondent à la moyenne quadratique de la distribution de ces différences. À droite la distribution des différences point à point dans la fenêtre de temps autour du pic.

3.4.3 La conclusion

De ces deux études, il a été conclu que la procédure de *patching* apportait une réponse raisonnable au problème des cellules ne recevant pas le signal de calibration, tout en ne commettant pas d'erreurs flagrantes. Ces résultats ont été présentés au sein du groupe d'étalonnage du calorimètre électromagnétique, puis validés par le groupe argon liquide du détecteur ATLAS. L'annexe A rassemble l'ensemble des résultats obtenus par l'étude présentée.

	EMBA	EMECA
Erreur sur la valeur du pic	1,14%	0,47%
Déviatiion maximale positive	4,67%	2,91%
Déviatiion maximale négative	13,8%	8,18%

TABLE 3.5: Erreur sur la valeur moyenne du pique, la déviatiion maximale positive et la déviatiion maximale négative pour le *EMBA* et le *EMECA*..

3.5 La stabilité des constantes d'étalonnage

L'étalonnage du détecteur sert à tenir compte des variations au cours du temps de la réponse de l'ensemble des composantes. J'étais en charge pour l'année 2012 du programme de validation des campagnes d'étalonnage et du maintien de leur base de données. Dans ce cadre, il me revenait de vérifier la stabilité sur l'année de la réponse du détecteur.

En utilisant l'ensemble des campagnes hebdomadaires d'acquisition de données d'étalonnage sur l'année 2012, il est possible de comparer les valeurs du piédestal, du bruit électronique et de la pente des rampes avec des valeurs de références issues de la première campagne d'acquisition de données de calibration, réalisée le 19 mars 2012. Les variations sont normalisées à la campagne initiale. La pente des rampes est appelée gain dans la suite. Les différences de piédestal sont en coup d'ADC, les différences de bruit et de gain sont relatives.

Les figures 3.14, 3.15 et 3.16 représentent les distribution des moyennes par *FEB* des différences de piédestal, de bruit et de gain entre la campagne de référence et les campagnes acquises en 2012, pour les trois gains haut, moyen et bas, dans les calorimètres central et bouchon. Ces différences sont de moyenne nulle et ne présentent pas de déviation au cours du temps.

Les trois variables de piédestal, bruit et gain ne présentent pas de déviation moyenne au temps long sur l'ensemble du calorimètre électromagnétique. L'enveloppe des distributions de piédestaux croît avec le temps, cet effet est corrigé par l'actualisation régulière de la base de données de référence des valeurs d'étalonnage. Dans le cas du bruit pour le haut gain, un pic secondaire est observé dans la distribution totale des déviations. Ce pic secondaire est expliqué par deux campagnes ponctuelles présentant un écart significatif à la campagne de référence de début d'année 2012. L'actualisation régulière de la base de données de référence des valeurs d'étalonnage permet de tenir compte de ces variations d'étalonnages.

Ces distributions dites de stabilité permettent de vérifier l'évolution de l'étalonnage au cours de la vie du détecteur, et participent à une meilleure compréhension du détecteur sur le temps long.

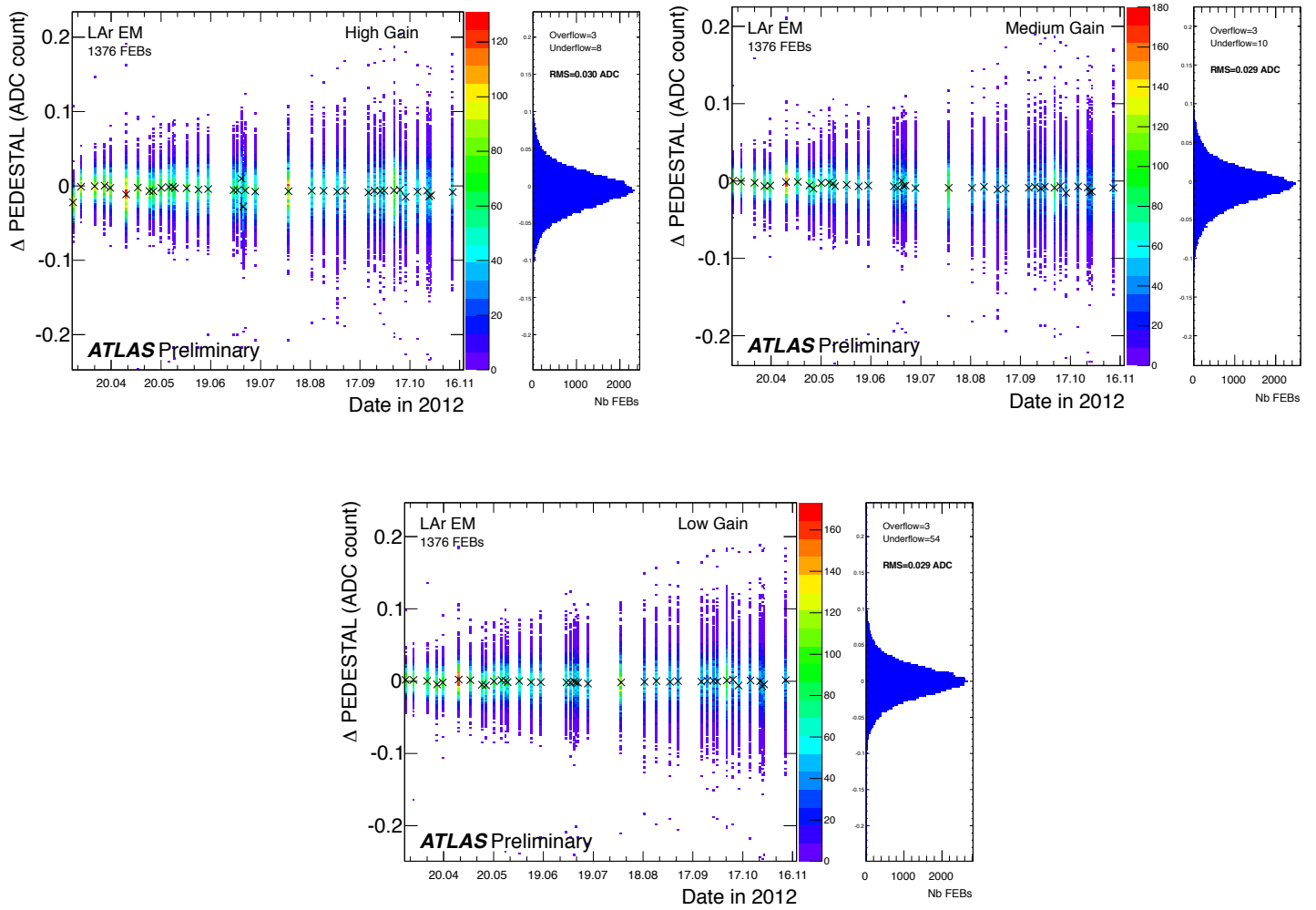


FIGURE 3.14: Distribution des différences absolues de piédestal, pour le calorimètre central et le calorimètre bouchon, entre la campagne de références et les campagnes de calibration au cours de l'année 2012, à gauche. À droite est représentée la distribution globale de ces différences. En haut, à gauche, la distribution pour le haut gain, en haut à droite pour le gain moyen et en bas pour le bas gain.

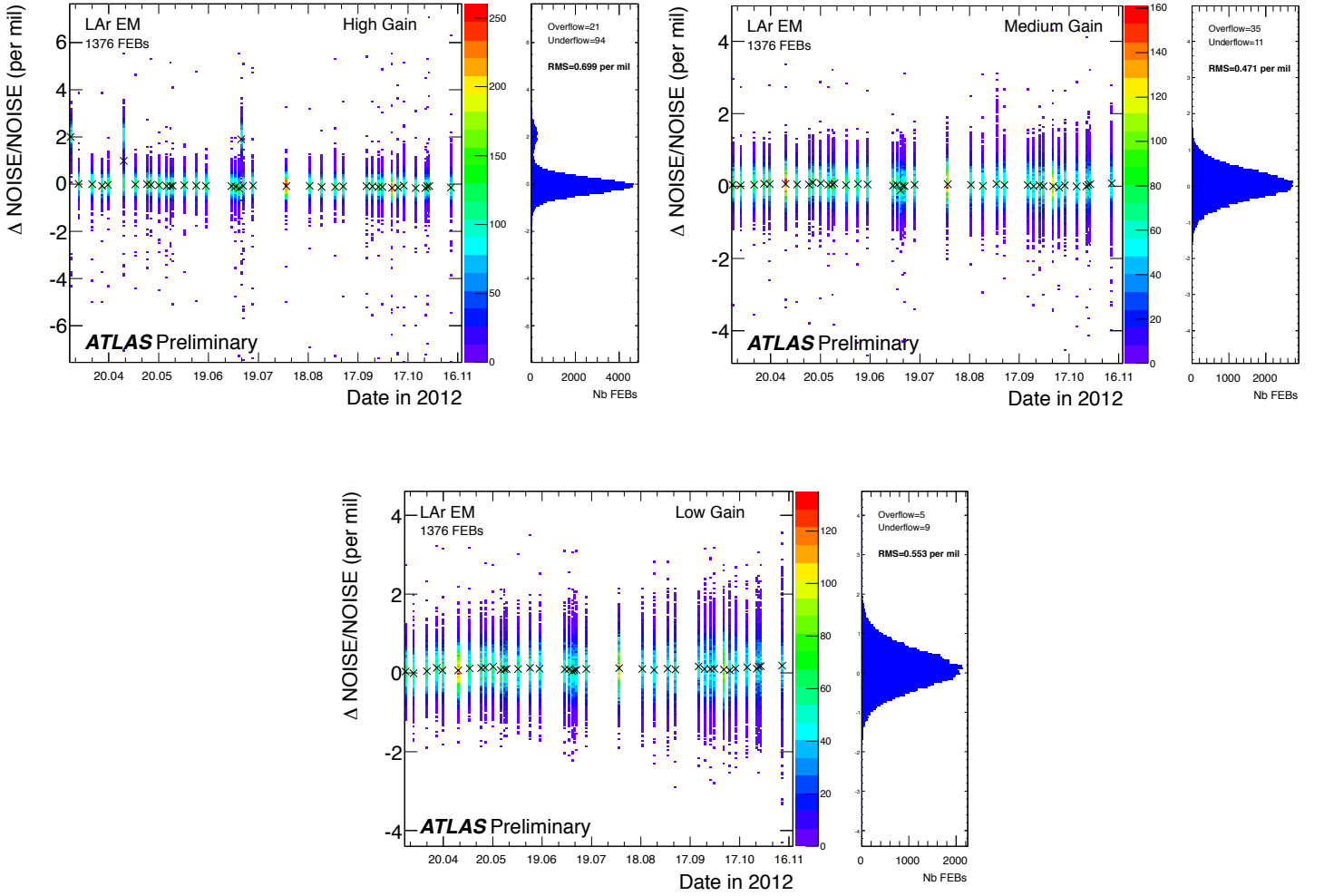


FIGURE 3.15: Distribution des différences absolues de bruit électronique, pour le calorimètre central et le calorimètre en bouchon, entre la campagne de références et les campagnes de calibration au cours de l'année 2012, à gauche. À droite est représentée la distribution globale de ces différences. En haut, à gauche, la distribution pour le haut gain, en haut à droite pour le gain moyen et en bas pour le bas gain.

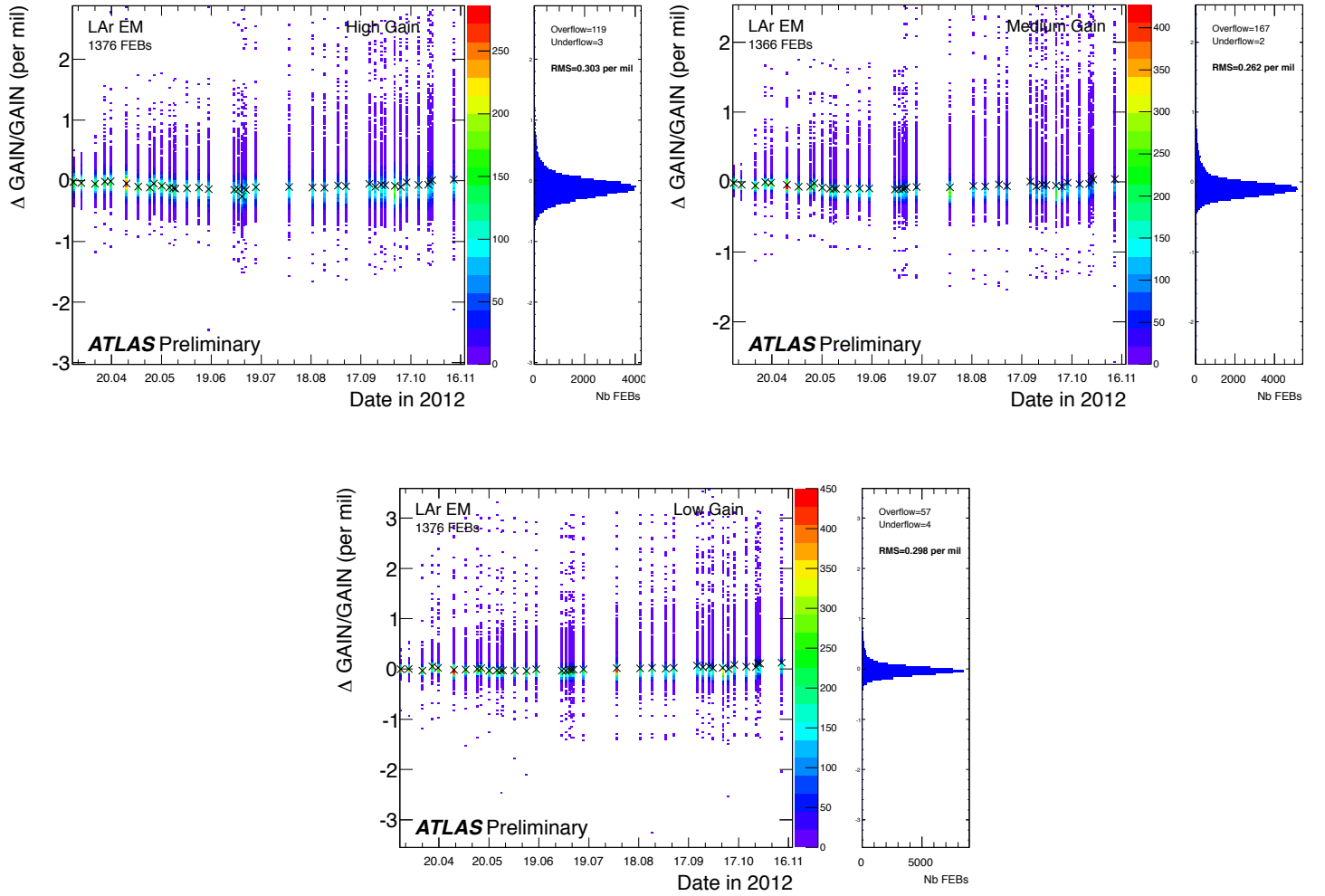


FIGURE 3.16: Distribution des différences absolues de gain, pour le calorimètre central et le calorimètre en bouchon, entre la campagne de références et les campagnes de calibration au cours de l'année 2012, à gauche. À droite est représentée la distribution globale de ces différences. En haut, à gauche, la distribution pour le haut gain, en haut à droite pour le gain moyen et en bas pour le bas gain.

Chapitre 4

Les événements $t\bar{t}$ dans l'expérience ATLAS

Sommaire

4.1	Les ensembles de données	66
4.1.1	Les données 2011	66
4.1.2	Les simulations	66
4.2	La topologie des événements $t\bar{t}$	69
4.2.1	Les propriétés des événements $t\bar{t}$	69
4.2.2	Les bruits de fonds	71
4.3	La reconstruction des objets	73
4.3.1	Les muons	73
4.3.2	Les électrons	75
4.3.3	Les jets	76
4.3.4	L'énergie transverse manquante	79
4.4	La sélection des événements	79

ATLAS a enregistré $4,7 \text{ fb}^{-1}$ de données issues de collisions proton–proton avec une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ en 2011. Cela représente plus de 24 millions d'événements $W^\pm \rightarrow l\nu$ et plus de 2 millions d'événements $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ détectés. Avec une section efficace de production mesurée $\sigma_{t\bar{t}}$ de $173 \pm 2(\text{stat.}) \pm 8(\text{syst.}) \pm 6(\text{lumi.}) \text{ pb}^1$ [21], un calcul naïf prévoit 813 100 événements $t\bar{t}$ produits. Réaliser une analyse exploitant les événements $t\bar{t}$ demande d'être capable de les extraire de la masse d'événements enregistrés par ATLAS, c'est le rôle de la sélection des événements. Cette dernière se base sur la capacité des algorithmes de reconstruction à bien associer les objets détectés aux particules issues de la collision.

Les ensembles de données, acquises et simulées, utilisées pour cette thèse sont présentés dans une première partie. La topologie des événements $t\bar{t}$ est ensuite présentée, ainsi que les événements de bruit de fond associés. La reconstruction des objets est abordée suivie des critères de sélection des événements désirés pour le canal de mesure choisi.

¹Combinaison LHC de septembre 2012

4.1 Les ensembles de données

4.1.1 Les données 2011

L'analyse présentée ici est réalisée sur l'ensemble de données de collisions proton–proton au LHC collecté par le détecteur ATLAS de mars à décembre 2011. Ces collisions ont eu lieu à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV. Ces données sont collectées après déclenchement par un lepton, électron ou muon. L'ensemble des données utilisées ici correspond à une luminosité intégrée de $4,67 \pm 0,08 \text{ fb}^{-1}$, après application des critères de déclenchement décrits au chapitre 2, et de qualité décrits dans la suite.

Le déclencheur muon utilisé en 2011 requiert un muon d'une énergie transverse supérieure à 18 GeV. Les figures 4.1 illustrent ses propriétés.

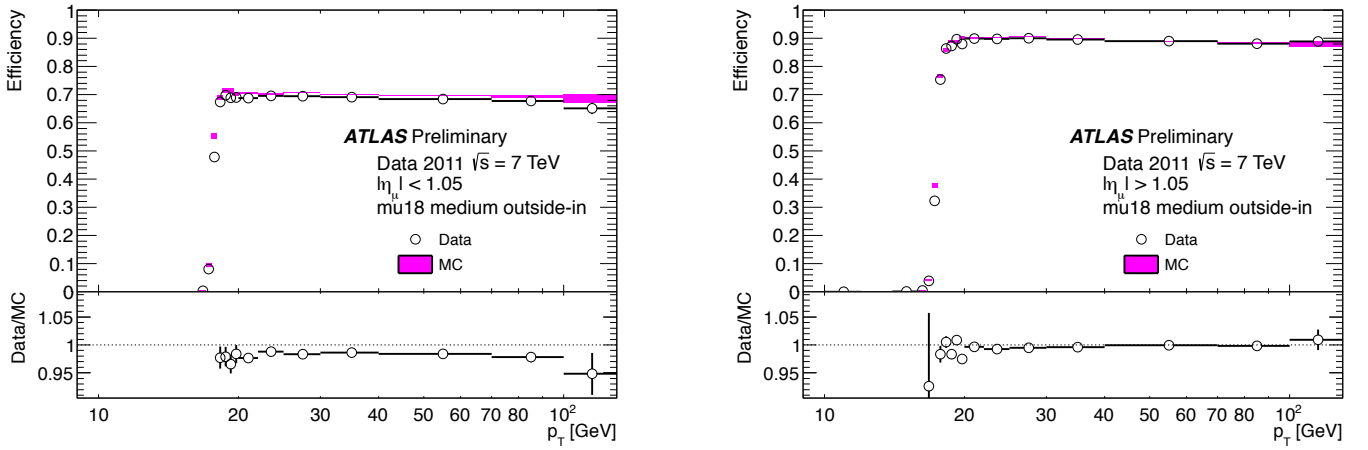


FIGURE 4.1: Probabilité qu'un muon déclenche l'acquisition en fonction de son impulsion transverse. Le critère de déclenchement illustré ici requiert un muon d'énergie transverse au moins égale à 18 GeV. En pourpre sont représentés les résultats issus de la simulation, les cercles creux représentent les données 2011. Source [64]

Un déclencheur électron est utilisé pour l'acquisition de données dans les canaux leptoniques. Ses critères dépendent de la période de prise de données du fait de l'évolution de la luminosité instantanée nécessitant des critères plus strictes pour continuer à respecter la bande passante d'acquisition. Le critère de déclenchement utilisés en 2011 est : un électron *medium* (définie en section 4.3.2) d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV sur la première partie de l'année 2011, relevé à 22 GeV pour la suite de l'année 2011.

4.1.2 Les simulations

Des simulations d'événements sont utilisées pour développer les analyses au sein d'ATLAS. Une fois vérifié que les simulations représentent bien les données physiques dans des zones de contrôles cinématiques, elles permettent de construire l'analyse dans un environnement où le contenu physique des données est contrôlé : choix des coupures cinématiques pour isoler les pro-

cessus d'intérêt, compréhension de l'influence du détecteur sur l'analyse, étalonnage de l'analyse, quantification des erreurs systématiques. Une simulation d'événement au sein d'ATLAS peut se découper en deux parties : la génération du processus dur suivi de la modélisation de sa détection. À partir de l'élément de matrice du processus et des distributions cinématiques des particules de l'état final en découlant, il est possible de générer les quadri-vecteurs impulsions de l'état final au niveau partonique. À partir de cette cinématique, il s'agit de modéliser ensuite les phénomènes d'hadronisation et de rayonnements de particules : quark s'hadronisant, gluon créant des paires de particules, lepton émettant des photons, mésons ou hadrons instables se désintégrant. Enfin, la dernière partie est la simulation de la détection de ces objets : interaction particules-matière, effet de résolution sur la mesure de l'énergie, etc. La dernière étape est la reconstruction des objets détectés à partir des informations données par le détecteur simulé, cette partie est commune avec les reconstructions de données physiques, les mêmes algorithmes étant utilisés. Ces algorithmes sont détaillés dans la suite de ce chapitre. En plus de simuler le processus dur², les simulations prennent en compte l'effet sur le détecteur des autres collisions proton-proton dans le paquet du processus dur (empilement d'événements en temps) ainsi que l'effet des collisions des paquets antérieurs et postérieurs au processus dur (empilement d'événements hors temps). La réponse du détecteur est soit simulée entièrement avec GEANT4 [65] soit en combinant une simulation GEANT4 du trajectographe interne et de la chambre à muons avec une simulation rapide des calorimètres, appelé ATLFASII [66].

Les fonctions de densité de partons du proton sont des éléments nécessaires à toutes simulations d'événements pour un collisionneur hadronique. Les fonctions de densité de partons représentent la probabilité pour un parton de posséder la fraction d'impulsion longitudinale x , fonction de la saveur du parton, à une échelle d'énergie Q ³. Étant donné la nature non perturbative des partons dans le proton, les fonctions de densité partonique ne peuvent être calculées perturbativement, elles sont extrapolées depuis des observables expérimentales issues d'expériences de collision profondément inélastique e^+p ou e^-p . Intégrer un processus dur sur l'impulsion initiale des partons grâce aux fonctions de densité partonique permet de rendre compte de l'indétermination de la cinématique de l'état initial au sein d'un collisionneur proton-proton. La figure 4.2 présente une fonction de distribution partonique, paramétrisée par la collaboration CTEQ [67], évaluée à la masse du boson Z pour un gluon, un quark u, un quark d et un quark s. Celle-ci correspond à l'ensemble 5 des fonctions de densité partonique de la collaboration CTEQ, choisie ici en tant que pure illustration car c'est le seul ensemble complètement paramétrisé⁴, permettant de les calculer aisément. Les autres ensembles sont calculés par interpolation de valeurs issues de tables construites à partir des observables expérimentales. De nombreuses collaborations internationales fournissent des ensembles de fonctions de distributions partoniques, disponibles dans divers langages de programmation si nécessaire. L'ensemble de fonctions de partition utilisé pour les simulations ATLAS destinées aux analyses du quark top est l'ensemble CTEQ10, celui utilisé dans l'analyse présentée chapitre 5 est l'ensemble CTEQ6.

La génération d'événements MONTE CARLO consiste donc à simuler le processus dur, qui donne lieu à la production de particules finales de haute énergie ; ces particules se propagent, rayonnent d'autres particules et perdent de l'énergie, c'est la gerbe partonique ; l'énergie diminuant les quarks et gluons s'hadronisent et produisent des particules composites, qui à leur tour se désintègrent ; enfin les particules produites interagissent avec le détecteur. Les générateurs

²C'est-à-dire la partie perturbative du modèle.

³Échelle de renormalisation du calcul perturbatif.

⁴Le code source C++ d'évaluation est disponible en annexe B.

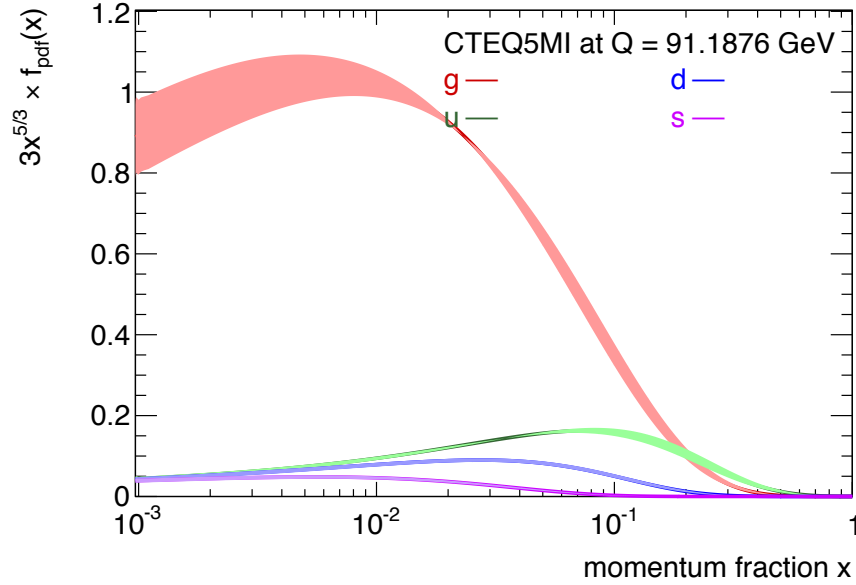


FIGURE 4.2: Fonctions de densité de partons du proton pour les gluons (rouge), le quark u (vert), le quark d (bleu) et le quark s (violet), évaluées via la paramétrisation CTEQ5MI de l'ensemble CTEQ à l'échelle de la masse du boson Z . Les bandes correspondent à l'incertitude théorique liée à l'échelle utilisée, elle est évaluée en calculant les fonctions pour $0,5 \times M_Z$ et $2 \times M_Z$. Les fonctions sont multipliées par $3x^{5/3}$ par commodité de lecture graphique.

MONTE CARLO permettent de simuler la chaîne processus dur - gerbe partonique - hadronisation ; l'événement alors produit subit ensuite la simulation détecteur décrit plus haut. Différents générateurs MONTE CARLO sont utilisés au sein de la collaboration ATLAS, les principaux générateurs utilisés au cours de ce travail de thèse sont :

- PYTHIA [68] est un générateur MONTE CARLO polyvalent pour la génération d'événements dans le contexte de collisionneur pp , e^+e^- et ep . Il est capable de générer des processus durs $2 \rightarrow n$ ($n \leq 3$) au LO⁵, de réaliser la gerbe partonique ainsi que l'hadronisation. Dans le cadre de cette thèse, Pythia est surtout utilisé pour la modélisation de la gerbe partonique et de l'hadronisation, en association avec un générateur de processus dur au NLO⁶,
- HERWIG [69] est un générateur MONTE CARLO permettant la simulation de processus dur $2 \rightarrow 2$ au LO, ainsi que la gerbe partonique et l'hadronisation. Au cours de cette analyse, il est utilisé pour réaliser le développement des gerbes partoniques et l'hadronisation des particules en association avec un générateur de processus dur NLO,
- ALPGEN [70] est un générateur MONTE CARLO spécialisé dans les processus dur multipartonique $2 \rightarrow n$ ($n \leq 9$) de collisions hadroniques. Il est utilisé, dans cette thèse, associé à un générateur de gerbe partonique et d'hadronisation tel que HERWIG ou PYTHIA,

⁵ « Leading Order » : ordre dominant du calcul perturbatif.

⁶ « Next to Leading Order » : ordre sous dominant du calcul perturbatif

- MC@NLO [71] permet d'associer des éléments de matrice chromodynamique NLO à un générateur de gerbe partonique. Certains événements générés avec MC@NLO sont associés à un poids négatif afin de reproduire l'effet de corrections NLO sur la cinématique globale. Il est utilisé dans cette thèse en combinaison avec HERWIG pour simuler les événements nominaux $t\bar{t}$ représentatifs des données physiques,
- MADGRAPH [72] est un générateur de processus dur au niveau partonique. Il permet de calculer des processus $2 \rightarrow n$ ($n \leq 6$) au LO pour différents processus. Dans cette thèse, c'est le seul générateur qui est utilisé seul, de façon à produire des événements purement partoniques ; son utilisation est explicitée dans le chapitre 6,
- ACERMC [73] est un générateur de processus dur au niveau partonique spécialisé dans les processus bruit de fond du modèle standard, dans les collisions pp du LHC. Il est utilisé interfarcé aux générateurs PYTHIA ou HERWIG pour la gerbe partonique et l'hadronisation,
- POWHEG [74] est un générateur d'événements partoniques au NLO. Il est utilisé dans cette thèse en coordination avec un générateur de gerbe partonique et d'hadronisation tel que HERWIG ou PYTHIA.

Cette diversité de générateurs permet d'évaluer des incertitudes systématiques liées à la modélisation des processus étudiés lors de mesures, puisque chaque générateur utilise une modélisation différente. À chaque événement simulé est associé un poids de façon à résoudre les petites différences entre simulations et données dans les zones de contrôle.

Les événements d'empilement en temps sont simulés en utilisant des événements issus de processus du modèle standard. Le nombre moyen de collisions d'empilement par croisement de paquets est ajusté dans la simulation de façon à correspondre à celui observé dans les données acquises. Malgré cela, les distributions du nombre moyen d'interactions par croisement (voir figure 4.3) ne peuvent coïncider parfaitement entre simulation et données physiques, les résidus sont corrigés en affectant à chaque événement simulé un poids permettant de normaliser la distribution aux données. Ces poids sont de l'ordre de l'unité, la figure 4.4 donne leur distribution pour des événements simulés. L'utilisation de poids individuel à chaque événement simulé pour corriger des différences entre données et simulation est généralisé aux différences d'efficacité d'identification des muons, des électrons et de l'étiquetage des jets de b , conduisant un événement simulé individuel à représenter physiquement un peu plus ou un peu moins qu'un événement physique.

4.2 La topologie des événements $t\bar{t}$

4.2.1 Les propriétés des événements $t\bar{t}$

La section efficace théorique de production de paires $t\bar{t}$ au LHC à une énergie de centre de masse de 7 TeV est $\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, m_{\text{top}} = 172,5 \text{ GeV}) = 177,31^{+10,10}_{-10,82} \text{ pb}$ [67, 75–86], ce qui est compatible avec la mesure qui donne $\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}} = 173 \pm 2 (\text{stat.}) \pm 8 (\text{syst.}) \pm 6 (\text{lumi.}) \text{ pb}$. Le

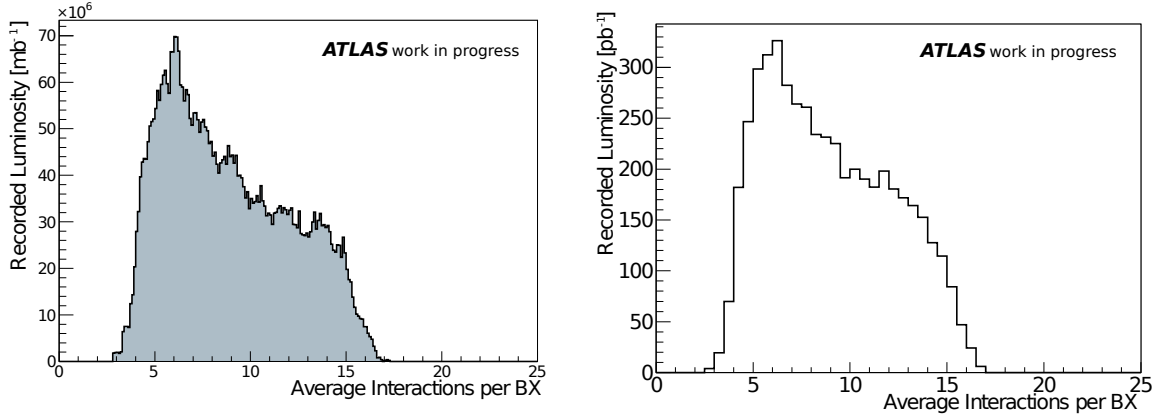


FIGURE 4.3: Distributions du nombre moyen d'interactions par croisement de paquets pour les données physique à gauche et pour une simulation à droite.

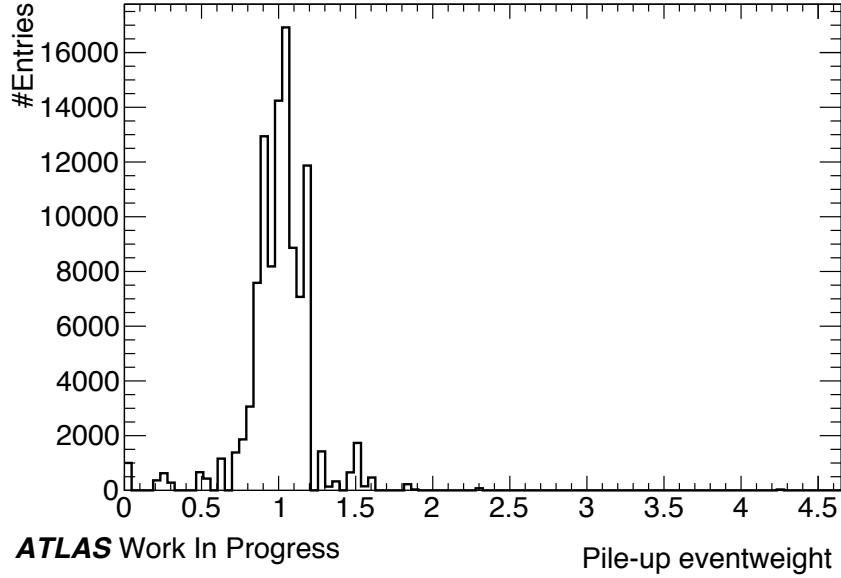


FIGURE 4.4: Distribution des poids correcteurs liés au nombre moyen d'interaction par croisement de faisceaux, pour des événements $t\bar{t}$ simulés POWHEG+PYTHIA.

quark top se désintègre en un boson vecteur W et un quark bottom avec un rapport d'embranchement mesuré comme étant $91 \pm 4\%$ [29] ; l'ajustement global du modèle électrofaible prédisant un rapport d'embranchement proche de 100%. Le boson vecteur W se désintègre soit en un lepton et son antineutrino associé, appelée désintégration leptonique, soit en deux quarks, c'est la désintégration hadronique. La désintégration leptonique a un rapport d'embranchement de $10,80 \pm 0,09\%$ par saveur tandis que la désintégration hadronique a un rapport d'embranchement total de $67,60 \pm 0,27\%$.

De ce fait l'état final d'une paire $t\bar{t}$ peut se classer en trois topologies différentes :

- **canal totalement hadronique** où les deux W se désintègrent en quarks. Le rapport d'embranchement de ce canal est de 44%. C'est le canal possédant la plus grande statistique, mais aussi le plus bas taux de signal rapporté au bruit de fond. En effet, ce dernier est le bruit de frond chromodynamique multi-jet dont la section efficace [87] est d'un ordre de grandeur supérieure à celle de la production de paires $t\bar{t}$. De plus, le fait que les objets de l'état final soient des jets rend ce canal le plus difficile expérimentalement à manipuler,
- **canal semi-leptonique** dans laquelle un des deux W se désintègre par voie leptonique tandis que l'autre se désintègre en quarks. Cet état final, excluant les désintégrations du W en τ , représente 30% des événements $t\bar{t}$. Du fait de sa statistique importante, de la présence d'un lepton signant cette topologie dans l'état final et donc d'un rapport signal sur bruit important, c'est le canal le plus traditionnellement usité pour les mesures de précision dans la physique du top,
- **canal dileptonique** est la topologie où les deux W se désintègrent leptoniquement. Les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ comptent pour 5% des événements $t\bar{t}$. La présence de deux leptons bien reconstruits dans l'état final réduit considérablement la statistique de ces canaux mais assure une quasi-absence de bruit de fond.

Dans la collaboration ATLAS, un lot de référence commun d'événements $t\bar{t}$ est utilisé. Il a été simulé en utilisant un générateur de processus dur calculé à l'ordre sous-dominant (NLO), POWHEG, associé à PYTHIA pour l'hadronisation des particules. Le lot est disponible soit avec une version complète de la simulation du détecteur, soit en simulation rapide ATLFastII. En termes de statistique, dix fois plus d'événements simulés que de signal attendu sont disponibles. D'autres générateurs sont utilisés pour évaluer les incertitudes systématiques liées à la simulation d'événements, le détail est décrit au chapitre 7. La table 4.1 récapitule les caractéristiques de ces ensembles d'événements.

L'analyse présentée dans ce manuscrit se consacre à l'étude du canal dileptonique $e\mu$. Ce canal a été choisi pour la mesure de la masse du quark top avec la méthode des éléments de matrice du fait de son très bon rapport signal sur bruit. L'efficacité statistique de la méthode présentée au chapitre 5 permet d'optimiser la faible statistique, relativement aux autres canaux, tout en minimisant la principale limite de la méthode utilisée pour la mesure qui est son important temps de calcul par événement. La méthode, ses limites et ses atouts sont présentés plus en détail au chapitre 5 de ce manuscrit.

4.2.2 Les bruits de fonds

Les bruits de fonds attendus dans les canaux de désintégrations $t\bar{t}$ sont les suivants [88] :

- des événements de quark top produit seul par interaction faible. Trois processus contribuent à ce bruit de fond : la voie s , la voie t et la production associée d'un boson W réel avec un quark top. De ces trois processus, seul le dernier est véritablement irréductible, partageant le même contenu en particules finales que le canal dileptonique $e\mu$. La section efficace du processus Wt est $\sigma_{Wt} = 15,74^{+1,17}_{-1,21}$ pb [89],
- des événements de production associée d'un boson W réel à plusieurs jets. Bien que ce processus possède une section efficace importante relativement à la section efficace de

Générateur	Canaux	$BR \times \sigma$ [pb]	Facteur k	Commentaires
POWHEG+PYTHIA P2011C	SL, DL	80,07	1,202	Nominal
MC@NLO+HERWIG	SL, DL	79,01	1,219	Générateur
POWHEG+HERWIG	SL, DL	80,85	1,191	Générateur
ALPGEN+HERWIG	DL	10,38	1,793	Générateur
ALPGEN+PYTHIA	DL	8,62	2,165	ISR/FSR nominal
ALPGEN+PYTHIA radHi	DL	8,78	2,120	ISR/FSR haut
ALPGEN+PYTHIA radLo	DL	8,49	2,190	ISR/FSR bas
POWHEG+PYTHIA mpiHi	SL, DL	80,06	1,203	UE
POWHEG+PYTHIA noCR	SL, DL	80,07	1,202	CR
POWHEG+PYTHIA P2011	SL, DL	80,07	1,202	UE, CR nominal
MC@NLO+HERWIG mudown	SL, DL	89,47	1,076	Renormalisation bas
MC@NLO+HERWIG muup	SL, DL	68,51	1,405	Renormalisation haut
POWHEG+PYTHIA P2011C	SL, DL	93,23	1,131	$m_{\text{top}} = 167,5$ GeV
POWHEG+PYTHIA P2011C	SL, DL	86,34	1,131	$m_{\text{top}} = 170$ GeV
POWHEG+PYTHIA P2011C	SL, DL	74,33	1,131	$m_{\text{top}} = 175$ GeV
POWHEG+PYTHIA P2011C	SL, DL	69,01	1,131	$m_{\text{top}} = 177,5$ GeV

TABLE 4.1: Liste des ensembles d'événements simulés utilisé au cours de ce travail de thèse pour la simulation du signal $t\bar{t}$. « SL » signifie le canal semi-leptonique, « DL » le canal dileptonique. $BR \times \sigma$ est la section efficace du processus pondéré par le rapport d'embranchement. Le facteur k est un facteur numérique à appliquer à la section efficace de l'ensemble afin de prendre en compte des corrections d'ordres supérieurs (NNLO-NNLL) dans le calcul de la section efficace. La dernière colonne indique la systématique associée. Si la masse du quark top pour l'échantillon n'est pas précisée, elle est de 172,5 GeV. « UE » signifie « underlying events », soit événements sous-jacents. « CR » signifie « colour reconnexion », soit reconnexion de couleur. Les systématiques sont décrites au chapitre 7.

production d'une paire $t\bar{t}$, il est supprimé du fait qu'il ne possède pas deux leptons dans son état final. Il est possible qu'il soit assimilé à un événement dileptonique $e\mu$ si l'un des jets de l'état final est reconstruit comme un électron au lieu d'être considéré comme un objet hadronique. La section efficace de production du $W \rightarrow l\nu$ est $\sigma_W = 10,46 \pm 0,52$ nb [90],

- des événements de production associée d'un boson Z réel à plusieurs jets, aussi appelé Drell-Yan. Ce bruit de fond est irréductible en terme de particules détectables dans les canaux dileptoniques ee et $\mu\mu$. Néanmoins, la différence de saveur imposée par le canal dileptonique $e\mu$ entre les deux leptons, ainsi que des coupures strictes sur les leptons, permet de supprimer ce bruit de fond du canal dileptonique $e\mu$. La section efficace de $Z/\gamma \rightarrow ll$ est $\sigma_{Z/\gamma} = 1,070 \pm 0,054$ nb [90],
- des événements dibosons, c'est à dire la production de paires WW , WZ et ZZ . Ces bruits de fonds ne sont pas irréductibles dans le canal dileptonique $e\mu$. La section efficace de

production WW est $\sigma_{WW} = 44,9 \pm 2,2$ pb, du processus $W^\pm Z$ est $\sigma_{W^\pm Z} = 18,5 \pm 1,3$ pb et celle du processus ZZ est $\sigma_{ZZ} = 9,23 \pm 0,46$ pb [90],

- des événements de bruits de fond chromodynamique dits multi-jets dont plusieurs jets sont identifiés comme des électrons.

Le tableau 4.2 récapitule les valeurs des sections efficaces des différents processus intervenant en tant que bruit de fond, à une énergie de centre de masse de 7 TeV.

Processus	Wt	$Z/\gamma \rightarrow ll$	WW	WZ	ZZ
Section efficace	$15,74^{+1,17}_{-1,21}$ pb	$1,070 \pm 0,054$ nb	$44,9 \pm 2,2$ pb	$18,5 \pm 1,3$ pb	$9,23 \pm 0,46$ pb

TABLE 4.2: Récapitulatif des sections efficaces des bruits de fond principaux.

Tous les bruits de fond sont simulés dans la collaboration ATLAS, exception faite des bruits de fond chromodynamiques (dans le sens *multijet*). Ce bruit correspond à une production de jets dans l'état final. Le cas particulier qui peut influencer une analyse d'événement $t\bar{t}$ en dilepton correspond au cas où deux des jets de l'événement sont mal identifiés et reconstruits comme des leptons. Cette contribution est estimée à partir des données en exploitant des régions de contrôle enrichies (en choisissant des événements ayant deux leptons de même charge) [91]. Cette estimation est basée sur l'utilisation d'une méthode de matrice, en définissant une classe de lepton de qualité plus lâche (voir 4.3.2) un compte est fait des événements passant la sélection pour 0, 1 ou 2 leptons *tight* avec 2, 1, 0 leptons *loose*. Ces nombres d'événements sont liés entre eux par deux probabilités r et f que le lepton réel ou faux passant l'identification *loose* passe l'identification *tight*. Ces deux probabilités sont mesurées dans des événements $Z \rightarrow ll$. Enfin l'estimation donne, après sélection telle que décrit dans la suite, $0,6 \pm 9,68$ événements chromodynamiques.

Disposer d'ensembles de données simulant les bruits de fond permet d'intégrer ceux-ci à l'éta-
lonnage de l'estimateur décrit au chapitre 5, ainsi que d'évaluer les incertitudes sur la mesure
liées à leurs estimations respectives, décrites au chapitre 7. La table 4.3 récapitule les ensembles
d'événements simulés permettant de représenter les données physiques.

4.3 La reconstruction des objets

Les analyses en physique du quark top font intervenir principalement quatre types d'objets :
électrons, muons, jets et énergie manquante. Le bon établissement des critères de reconstructions
de ces objets est crucial pour les mesures de précision ; ces critères sont directement responsables
de la qualité des objets reconstruits et des incertitudes qui y sont liées. En contrepartie des
critères trop restrictifs limiteraient la statistique disponible. Établir les prescriptions de recons-
truction des objets pour les analyses en physique du quark top est donc un travail important
d'équilibre.

4.3.1 Les muons

Les muons utilisés dans les analyses de physique du quark top doivent être issus de dés-
intégrations de bosons W ou Z [92]. Pour cela, des critères d'isolation sont appliqués afin de

Générateur	Canaux	$BR \times \sigma$ [pb]	Facteur k	Commentaires
POWHEG+PYTHIA	voie s	1,35	1,112	top seul
POWHEG+PYTHIA	voie Wt	14,34	1,097	top seul
ACER+PYTHIA	voie t	19,24	1,087	top seul
MC@NLO+HERWIG	voie Wt	15,72	1,095	top seul, $m_{\text{top}} = 167,5$ GeV
MC@NLO+HERWIG	voie Wt	15,04	1,094	top seul, $m_{\text{top}} = 170$ GeV
MC@NLO+HERWIG	voie Wt	13,76	1,093	top seul, $m_{\text{top}} = 175$ GeV
MC@NLO+HERWIG	voie Wt	13,17	1,093	top seul, $m_{\text{top}} = 177,5$ GeV
ALPGEN+HERWIG	$W \rightarrow l\nu + \text{jets}$	26 256,94	1,195	$W + \text{jets}$
ALPGEN+HERWIG	$Z \rightarrow ll + \text{jets}$	2 574,33	1,25	$Z + \text{jets}$
HERWIG	WW inclusif	11,50	1,48	WW
HERWIG	ZZ inclusif	0,97	1,30	ZZ
HERWIG	WZ inclusif	3,46	1,60	WZ

TABLE 4.3: Ensemble des échantillons de données simulées utilisés pour les bruits de fond, et leurs caractéristiques. Les sections efficaces associées aux dibosons correspondent aux événements filtrés tels qu'ils possèdent au moins un lepton d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV et de pseudo-rapacité inférieure à 2,8.

rejeter les muons issus de la désintégration de saveurs lourdes, qui par définition font partie d'un ensemble de particules secondaires proches les unes des autres. Deux types d'isolations sont définies : l'isolation calorimétrique exploite l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre dans un cône défini autour du muon, si celle-ci dépasse un seuil choisi alors le muon n'est pas considéré isolé ; l'isolation dans le trajectographe est la somme des impulsions transverses des traces contenues dans un cône défini autour du muon, de même si cette somme est supérieure à un seuil choisi, alors le muon n'est pas considéré isolé. Les muons utilisés doivent respecter les critères suivants :

- les muons doivent être combinés ; c'est-à-dire qu'une trace du détecteur interne doit correspondre à une trace du spectromètre à muon ;
- les muons doivent respecter $\eta \in [-2,5; 2,5]$, ce qui est l'acceptance des chambres à muons ;
- les muons doivent avoir un $p_T > 20$ GeV ; cette coupure permet d'atteindre le plateau d'efficacité du déclencheur à muon ;
- la trace dans le détecteur interne associée au muon doit respecter des critères de qualité s'assurant principalement qu'elle a été détectée dans une région intègre du détecteur ;
- la somme des énergies transverses contenues dans un cône de $\Delta R = 0,2$ autour du muon doit être inférieure à 4 GeV, c'est le critère d'isolation calorimétrique ;
- la somme des impulsions transverses contenues dans un cône de $\Delta R = 0,3$ autour du muon doit être inférieure à 2,5 GeV, c'est le critère d'isolation du trajectographe ;
- aucun jet bien reconstruit (tel que décrit dans la suite de chapitre) de l'événement ne doit être contenu dans un cône de $\Delta R = 0,4$ autour du muon.

Ces critères ont été optimisés de façon à rendre la dépendance au nombre de collisions d’empilement de l’efficacité de reconstruction des muons inférieure au 1%, et à obtenir un bon rejet des événements de bruits de fond chromodynamique. La résolution sur l’impulsion transverse d’un muon est de l’ordre de 4% [93].

4.3.2 Les électrons

Les critères de reconstruction des électrons sont définis de façon à extraire les électrons issus de désintégration de bosons W ou Z et à rejeter des bruits de fond comme les jets, les électrons issus de jet de saveurs lourdes ou encore les électrons issus de la conversion d’un photon. Les électrons sont reconstruits hors ligne dans la région centrale ($|\eta| < 2,5$) à partir de dépôts d’énergie (amas) dans le calorimètre électromagnétique associés à des traces reconstruites dans le détecteur interne. Ces candidats doivent respecter les critères suivants :

- le candidat doit répondre au critère de qualité *tight* tel que décrit dans la suite ;
- la direction associée au dépôt η doit être dans l’intervalle $[-2,47; 2,47]$, en excluant la zone de transition entre le calorimètre central et le calorimètre bouchon $1,37 < |\eta| < 1,52$;
- l’énergie transverse E_T du candidat doit être supérieure à 25 GeV. L’énergie transverse est définie à partir de l’énergie déposée dans le calorimètre et de la direction de la trace associée : $E_T = \frac{E}{\cosh \eta}$;
- des critères d’isolation sont appliqués, concernant la somme des énergies transverse dans un cône de $\Delta R = 0,2$ autour de l’électron ainsi que la somme des impulsions transverses dans un cône de $\Delta R = 0,3$ autour de l’électron. Ces critères dépendent de la direction η de l’électron, et vont de 1,4 GeV à 3,7 GeV pour la somme des énergies transverses dans un cône de $\Delta R = 0,2$ autour de l’électron, de 1 GeV à 1,05 GeV pour la somme des impulsions transverses dans un cône $\Delta R = 0,3$ autour de l’électron. Ces critères assurent une efficacité de 90% pour l’isolation ;
- les électrons contenus dans un cône de $\Delta R = 0,4$ autour d’un jet reconstruit sont retirés de l’événement.

Il existe trois critères de qualité pour les électrons : *loose*, *medium* et *tight*, de plus en plus stricts. Ces critères exploitent des variables, dont la liste est donnée dans la table 4.4 [94], auxquelles sont appliquées des coupures définies et optimisées par classes de E_T et η de l’électron listés en table 4.5. Les classes en η sont dictées par la géométrie et l’acceptance du détecteur ainsi que les variations de ses caractéristiques comme le changement d’épaisseur des absorbeurs dans le calorimètre électromagnétique à $|\eta| = 0,8$ ou encore l’absence de TRT à $|\eta| > 2,01$. Le meilleur rejet de bruit de fond est atteint avec le critère de qualité le plus strict, au prix de l’efficacité d’identification qui diminue : pour un électron d’énergie transverse 50 GeV, elle est de 98% pour le critère *loose*, 90% pour le critère *medium* et 80% pour le critère *tight*. La figure 4.5 montre l’évolution de l’efficacité d’identification en fonction de l’énergie transverse de l’électron pour les trois critères. Le critère de qualité *loose* exploite des informations relatives à la fraction d’énergie hadronique déposée dans le calorimètre électromagnétique (fuite hadronique), sur la forme des gerbes dans le premier et le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique ainsi que sur la qualité des traces et l’association entre trace et amas. Le critère *medium* inclue les critères

loose et ajoute des coupures sur la qualité des traces et de l'association entre trace et amas, il exploite aussi des informations issues du TRT. Enfin le critère *tight* tout en incluant les critères *medium* ajoute des coupures sur la qualité des traces, l'association entre trace et amas, sur le TRT et rejette les électrons issus de conversion de photons.

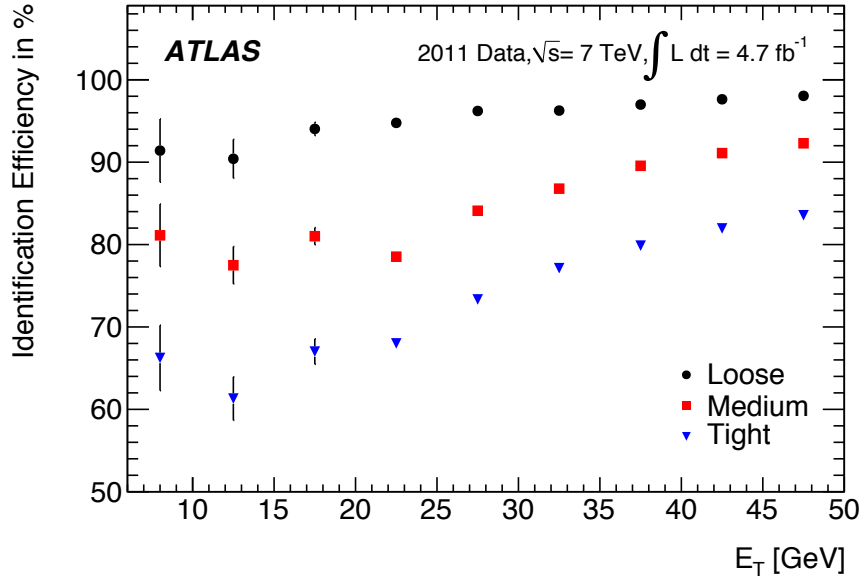


FIGURE 4.5: Évolution de l'efficacité d'identification en fonction de l'énergie transverse pour la région centrale. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes totales. Source [94].

L'incertitude sur l'échelle d'énergie des électrons est de 0,3% à 1,6% en fonction de l'énergie transverse et de la pseudo-rapidité ; la résolution en énergie pour des électrons de haute impulsions transverse correspond au terme constant du calorimètre électromagnétique : 1,2% pour $|\eta| < 1,37$ et 1,8% pour $|\eta| < 2,5$ [42].

4.3.3 Les jets

De nombreux processus prenant lieu lors de collisions au sein du LHC impliquent des partons (quarks ou gluons) dans leur état final. Ces particules ne sont pas des états libres, étant colorés, ils interagissent alors avec le vide ou leur environnement hadronique lors de leur propagation. Ceci conduit à l'émission d'autres partons, une gerbe partonique, dans un cône colimaté : un jet. Les jets sont reconstruits à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre en utilisant l'algorithme anti- k_t [95] avec un cône de $\Delta R = 0,4$. L'énergie de ces jets est ensuite étalonnée [44]. La figure 4.6 représente la chaîne d'étalonnage des jets : les jets à l'échelle électromagnétique sont d'abord corrigé de l'effet de l'empilement, cette correction est obtenue à partir des simulations et dépend du nombre de vertex primaire et de la pseudo rapidité du jet ; l'origine du jet est ensuite corrigée de façon à provenir du vertex primaire ; une correction en énergie et η est appliquée, dérivée de la simulation, de façon à compenser l'effet détecteur ; un étalonnage résiduel issu des comparaisons données - simulations est enfin appliqué, obtenant ainsi les jets étalonnés utilisés par les analyses. L'énergie des jets est reconstruit avec une incertitude relative de moins de 1% pour des jets de $|\eta| < 1,2$ et d'énergie comprise entre 55 GeV et 500 GeV ; elle monte jusqu'à

Type	Description	Variable
Coupures Loose		
Acceptance	Valeur absolue de la pseudo-rapacité de l'amas ($ \eta < 2,47$)	$ \eta $
Fuite hadronique	Quotient de l'énergie transverse déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique par l'énergie transverse de l'amas électromagnétique (utilisée dans le domaine $ \eta < 0,8$ et $ \eta > 1,37$)	R_{had1}
	Quotient de l'énergie transverse déposée dans le calorimètre hadronique par l'énergie transverse de l'amas électromagnétique (utilisée dans le domaine $ \eta > 0,8$ et $ \eta < 1,37$)	R_{had}
Deuxième compartiment de l'EMCAL	Développement latéral de la gerbe : quotient de l'énergie déposée dans le deuxième compartiment de l'EMCAL dans une fenêtre centrée sur la position de l'amas d'une taille $\eta \times \phi = 3 \times 7$ cellules par celle déposée dans une fenêtre de taille 7×7	R_η
	Largeur latérale de la gerbe	$w_{\eta2}$
Premier compartiment de l'EMCAL	Largeur totale de la gerbe	w_{stot}
	Quotient de la différence entre les deux plus grands dépôts d'énergie dans le premier compartiment et de leur somme	E_{ratio}
Qualité de la trace et association entre l'amas et la trace	Nombre de coups dans les détecteurs à pixels (> 0)	
	Nombre total de coups dans les détecteurs à semi-conducteurs (≥ 7)	
	Différence de pseudo-rapacité entre la position de l'amas dans le premier compartiment de l'EMCAL et son extrapolation pour la trace ($< 0,015$)	$\Delta\eta_1$
Coupures Medium (incluent les coupures Loose)		
Qualité de la trace et association entre l'amas et la trace	Nombre de coups dans la couche la plus proche du faisceau > 0 pour $ \eta < 2,01$	
	Nombre de coups dans le détecteur à pixel > 1 pour $ \eta > 2,01$	
	Paramètre d'impact transverse ($ d_0 < 5$ mm)	d_0
	Coupure sur $\Delta\eta_1$ plus sévère ($< 0,005$)	
Utilisation du TRT	Coupure lâche sur la fraction de coups de haut seuil dans le TRT	
Coupures Tight (incluent les coupures Medium)		
Qualité de la trace et association entre l'amas et la trace	Coupure plus stricte sur le paramètre d'impact transverse ($ d_0 < 1$ mm)	
	Coupure asymétrique sur la différence d'angle azimutal entre la position de l'amas dans le deuxième compartiment de l'EMCAL et son extrapolation pour la trace	$\Delta\phi$
	Quotient de l'énergie de l'amas et de l'impulsion de la trace	E/p
Utilisation du TRT	Nombre total de coups dans le TRT	n_{TRT}
	Coupure sévère sur la fraction de coups de haut seuil dans le TRT	
Conversions	Suppression des électrons reconstruits associés à un photon converti	

TABLE 4.4: Liste des coupures et noms des variables associées pour les trois critères d'identification *loose*, *medium* et *tight*. Les seuils ne sont pas indiqués lorsqu'il dépendent de la pseudo-rapacité et de l'impulsion transverse de l'électron reconstruit.

$ \eta $	0, 0,1, 0,6, 0,8, 1,15, 1,37, 1,52, 1,81, 2,01, 2,37, 2,47
E_T [GeV]	0, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, ∞

TABLE 4.5: Liste des bornes de classes en η et E_T utilisées pour paramétrer les seuils des critères d'identification.

6% pour les jets les plus en avant. L'incertitude typique pour les analyses de physique est entre 0,5% et 3% [44].

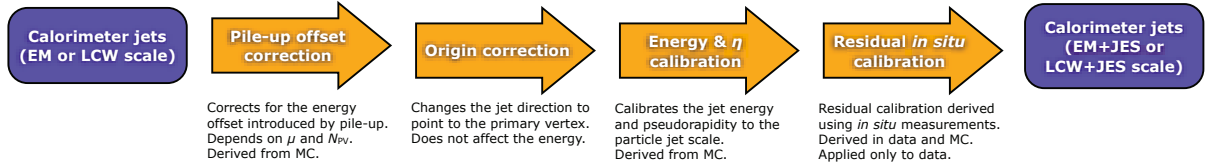


FIGURE 4.6: Schéma de la chaîne d'étalonnage des jets utilisé pour données 2011. Les corrections d'empilement, par simulation et résiduelle *in situ* s'appliquent à l'énergie du jet ; les corrections d'origine et de η s'appliquent à sa direction.

Les jets utilisés dans l'analyse sont qualifiés comme étant « bons », ce qui en terme de cinématique correspond à :

- une pseudo-rapacité comprise dans $|\eta| < 2,5$,
- une énergie supérieure à 0 GeV,
- une impulsion transverse supérieure à 25 GeV,
- et $|JVF|^{7} > 0,75$. Cette variable est basée sur la fraction de traces associées au jet provenant du vertex primaire ; plus cette variable est grande, plus la probabilité que le jet ne soit pas issu d'un événement d'empilement est importante.

La désintégration d'un quark top via $t \rightarrow Wb$ donne un jet de quark b . Il est alors nécessaire d'être capable d'identifier les jets de quark b . Différents algorithmes, décrits dans la référence [96], sont utilisés pour étiqueter des jets comme étant issus d'un quark b ; leurs efficacités d'étiquetage et de rejet de jet légers sont illustrées figure 4.7. Ces algorithmes utilisent le fait que les mésons B ont un long temps de vol dans le détecteur (quelques mm), ce qui permet au détecteur interne de reconstruire un vertex secondaire. En utilisant les propriétés du vertex secondaire (algorithme SV1), les paramètres d'impact⁸ des traces associées (algorithme IP3D), ainsi que la chaîne de désintégration (algorithme JetFitter), une analyse multivariée permet d'identifier des jets comme étant des jets de quark b , on dit qu'ils sont étiquetés b . Cette analyse multivariée, appelée MV1, fournit une valeur de sortie indicative de la probabilité que le jet considéré soit issu d'un quark b ; le point de fonctionnement choisi dans la communauté du quark top de la collaboration ATLAS assure une efficacité de 70%. Ce point de fonctionnement est associé à une erreur d'étiquetage inférieure à 1% tel que déterminé par des études sur des échantillons simulés d'événements $t\bar{t}$.

⁷ « Jet Vertex Fraction »

⁸Distance au faisceau.

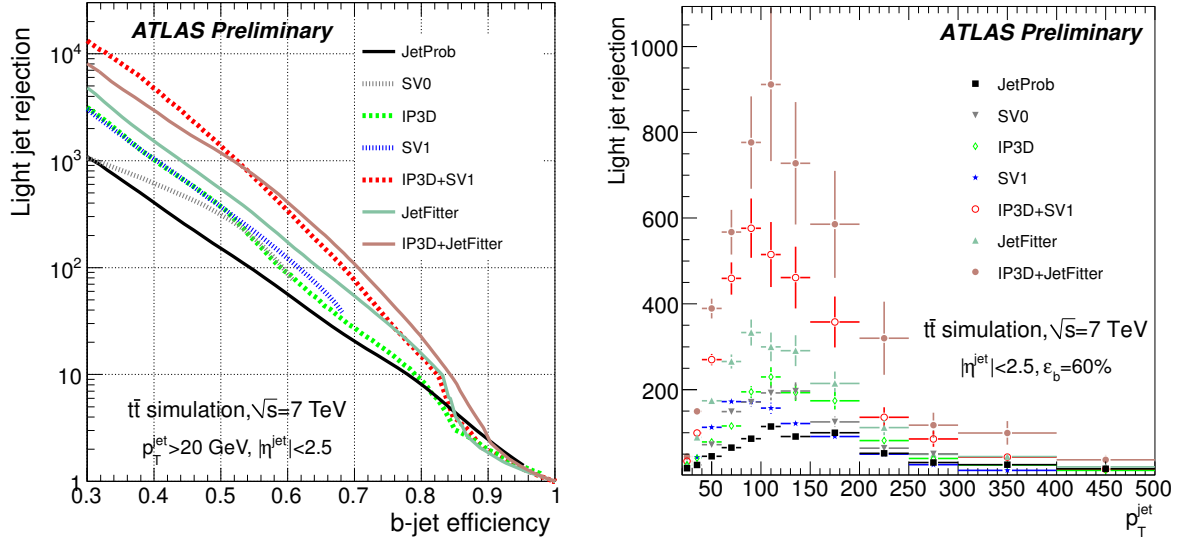


FIGURE 4.7: Efficacité d'étiquetage des jets de b en fonction du facteur de rejet des jets légers (à gauche) et facteur de rejet des jets légers en fonction de l'impulsion transverse pour une efficacité de 60% (à droite) pour différents algorithmes d'étiquetage.

4.3.4 L'énergie transverse manquante

Dans les canaux leptoniques, au moins un des deux bosons W issus de la paire $t\bar{t}$ se désintègre en un neutrino et son lepton associé. Le neutrino n'est pas détecté, la somme des énergies dans le plan transverse⁹ fait alors apparaître une énergie manquante [97]. C'est la somme des dépôts d'énergie des électrons, jets, et muons de l'événement (après étalonnage respectif), ainsi que des dépôts d'énergie dans le calorimètre qui ne sont associés à aucun objet.

4.4 La sélection des événements

L'analyse se concentre sur les événements de production d'une paire $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal dileptonique $e\mu$. L'état final attendu est : un électron et un muon de charges opposées, deux jets et suffisamment d'énergie manquante pour signer la présence de neutrinos. Il s'agit donc de sélectionner les événements sur des critères cinématiques choisis de façon à maximiser le rapport signal sur bruit.

Les événements retenus respectent les critères suivant :

- l'événement passe le déclencheur électron ou, exclusivement, le déclencheur muon,
- le vertex primaire de l'événement est associé à au moins quatre traces dans le détecteur interne,
- l'événement ne correspond pas à des muons cosmiques : si l'événement contient au moins deux muons de $|\Delta\phi| > 3,10$, de paramètres d'impact de signes opposés et supérieurs à 0,5 mm en valeur absolue, alors il est rejeté,

⁹Dans un collisionneur hadronique, la conservation de l'énergie ne peut se faire que dans le plan transverse du fait de la nature composite de l'état initial.

- l'événement possèdent exactement deux leptons distincts passant les déclencheurs correspondants,
- l'événement ne doit pas contenir de « mauvais » jets, c'est à dire qui ne respectent pas un ensemble de critères de qualité : la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique ou dans le calorimètre hadronique bouchon, le nombre de cellules recueillant l'énergie du jet et leurs qualités, ou encore la position en temps de ce jet. Par exemple si la position en temps de ce jet, calculée comme étant la moyenne des temps de déclenchement des cellules pondérés par l'énergie déposée, est supérieur à 25 ns, le jet est considéré comme mauvais, puisque hors-temps,
- la valeur H_T de l'événement doit être supérieure à 130 GeV. H_T est la somme scalaire des impulsions transverses de tous les objets de l'état final de l'événement,
- l'événement doit posséder au moins deux « bons » jets,
- les deux leptons retenus doivent être de charges opposées,
- la masse invariante des deux leptons doit être supérieure à 15 GeV,
- l'événement doit posséder exactement deux jets étiquetés b .

Le dernier critère est motivé par une étude de sélection des jets, décrite au chapitre 5 section 5.8. Le tableau 4.6 récapitule les événements conservés après chaque coupure.

Coupure	Data $\sqrt{s} = 7$ TeV	$t\bar{t}$, DL et SL	top seul	$Z/\gamma + \text{jets}$	Dibosons
Total initial	458194997	448088	112070	70712648	110931
Déclencheur	334525085	236620	51634	7854776	71197
Vertex primaire	332915178	236475	51580	7560614	70460
Muon cosmique	332915175	236475	51580	7560614	70460
$N_l = 2$	12863	6195	615	3749	1640
Mauvais jets	12806	6122	608	3708	1621
$H_t > 130$ GeV	7504	5802	505	399	600
$N_{jet} \geq 2$	5441	4716	247	191	89
Charges opposées	5320	4686	245	185	68
$m_{ll} > 15$ GeV	5306	4676	245	184	68
$N_{btag} = 2$	1946	1783	50	0	0

TABLE 4.6: Nombre d'événements attendus après chaque coupure dans le canal dileptonique $e\mu$ pour le signal $t\bar{t}$ et les bruits de fond Wt , $Z/\gamma + \text{jets}$, dibosons, ainsi que le nombre d'événements total attendu et le nombre d'événements observés dans $4,7 \text{ fb}^{-1}$ de données 2011 acquises avec une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Le tableau 4.7 répertorie le nombre d'événements après sélection dans le canal $e\mu$ pour les simulations et pour le lot de données 2011 de $4,7 \text{ fb}^{-1}$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Le nombre d'événements signal et bruits de fond attendus après sélection est obtenu en appliquant la sélection aux données simulées. Il est attendu 1783 événements de signal $t\bar{t}$ en dilepton $e\mu$ pour 50 événements de bruit de fond dominé par la production de quark top seul associée à un boson W réel. Cet excellent rapport signal sur bruit s'explique d'abord par les spécificités du canal dileptonique, dont la

présence de deux leptons dans l'état final élimine d'emblée les bruits de fond chromodynamique. Les bruits de fond non chromodynamiques spécifiques au canal dileptonique Wt , WW , WZ et ZZ sont supprimés du fait de leur section efficace de production respective inférieure à celle de la production d'une paire $t\bar{t}$, comme le montre la figure 4.8. Enfin le bruit de fond Z/γ + jets pourrait dominer le lot final d'événement, mais son état final possède une cinématique différente de celui de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$, ce qu'exploitent les coupures de sélection. Les implications des coupures sur les différents bruits de fond sont détaillées dans les paragraphes suivants.

Signal $t\bar{t}$	Wt	Z/γ + jets	Dibosons	Faux leptons	Total attendu	Observés
1783 ± 186	50 ± 7	0	$0,4 \pm 0,6$	$0,6 \pm 10$	1833 ± 186	1946

TABLE 4.7: Nombre d'événements attendus après sélection dans le canal dileptonique $e\mu$ pour le signal $t\bar{t}$ et les bruits de fond Wt , Z/γ + jets, dibosons, ainsi que le nombre d'événements total attendu et le nombre d'événements observés dans $4,7 \text{ fb}^{-1}$ de données 2011 acquises avec une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Les incertitudes données sont statistiques.

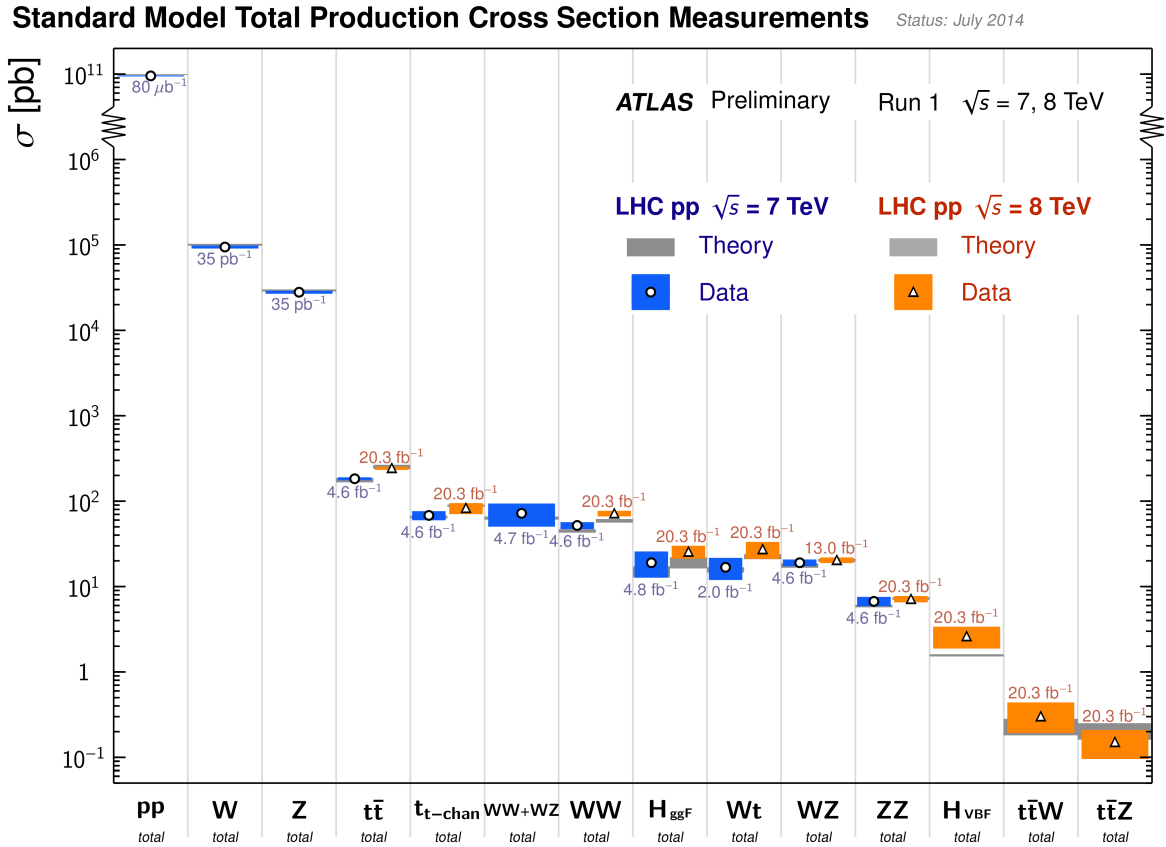


FIGURE 4.8: Sections efficaces mesurées par ATLAS de différents processus du modèle standard, avec les données à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (cercles) et à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (point bleus). Sont aussi indiqués les sections efficaces totales théoriques à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (bandes oranges) et à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (bandes vertes).

Pour le bruit de fond de quark top produit par interaction faible, seul le processus Wt de production associée d'un quark top et d'un boson W réel est cité, les processus de production par la voie t et s ne survivant pas aux coupures. En effet les voies de production t et s sont caractérisées par la présence d'un seul lepton dans l'état final, contrairement à la voie par production associée d'un boson réel W et d'un quark top. Ce dernier présente dans l'état final deux leptons, deux neutrinos et deux quark b , tout comme la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique, le processus Wt est un bruit de fond irréductible du signal. Ainsi les coupures sur le nombre de leptons, et plus généralement sur la topologie de l'état final, permettent d'éliminer les voies t et s de production de quark top par interaction faible. Le processus Wt quant à lui passe ces coupures topologiques, ce sont les coupures cinématiques qui réduisent sa participation au lot final d'événements. Il est naïvement attendu que les particules filles de la désintégration d'une paire Wt aient une énergie inférieure à celles issues d'une paire $t\bar{t}$, la première ayant en moyenne une masse plus faible que la dernière. Le nombre d'événements Wt attendus après coupures est alors de 50 ± 7 (stat).

Le bruit de fond $Z/\gamma + \text{jets}$ est principalement éliminé dans le canal dileptonique $e\mu$ par la condition sur les leptons, un muon et un électron de charges opposées, et le nombre de jets étiquetés b . Le Z/γ se désintègre en deux leptons de charges opposées mais de même famille donc ne satisfaisant pas la coupure sur la saveur des leptons ; seul le cas où le Z/γ se désintègre en deux τ peut passer ces coupures. L'un des τ se désintègre en électron, l'autre en muon, les charges sont opposées et il y a présence d'énergie transverse manquante due aux neutrinos issus des désintégrations faibles. Ce cas satisfait aux coupures sur les leptons et l'énergie manquante, mais ne respecte pas les coupures sur le nombre de jet et leur étiquetage b . En effet pour que l'événement de bruit de fond $Z/\gamma + \text{jets}$ passe les coupures, la production du Z/γ doit être accompagnée d'un rayonnement ou d'une production de quark suffisant pour produire au moins deux jets. De plus exactement deux de ces jets doivent être étiquetés b ; l'ensemble de ces critères fait tendre le nombre d'événements $Z\gamma \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$ passant les coupures vers zéro.

Le bruit de fond diboson, composé des processus de production de paires WW , WZ et ZZ n'est pas un bruit de fond irréductible dans le canal dilepton $e\mu$. Le processus WW peut satisfaire aux critères sur les leptons, mais il doit être accompagné de la production de deux jets ce qui réduit sa section efficace. De plus le critère d'étiquetage b sur les jets suffit à éliminer les quelques événements $WW \rightarrow e\mu + \text{jets}$ satisfaisant aux critères sur les leptons et l'énergie manquante transverse. Les processus WZ et ZZ , dans le cas de désintégrations leptoniques, présentent respectivement trois et quatre leptons. Pour satisfaire les critères de sélection, les leptons supplémentaires doivent être de basse énergie afin de ne pas être reconstruit, ce qui d'office restreint l'espace de phase disponible aux événements WZ et ZZ pour satisfaire à la sélection. Les simulations prédisent $0,4 \pm 0,6$ événements satisfaisant à la sélection dans le canal dileptonique $e\mu$, ce qui est dans la suite considéré comme compatible avec zéro.

Le nombre de faux leptons correspond aux événements où au moins un jet est reconstruit et identifié comme un lepton. Un jet peut être identifié comme un électron si suffisamment de son dépôt d'énergie se réalise dans le calorimètre électromagnétique et qu'une seule trace de bonne qualité du trajectographe y est associée. Un muon dû à la désintégration d'une saveur lourde peut être reconstruit comme un bon muon issu du processus recherché. L'estimation de ce nombre de faux leptons est particulièrement complexe, aucune simulation satisfaisante n'est disponible au sein de la collaboration ATLAS ; son estimation se réalise donc à partir des données et consiste à extrapoler le nombre de faux leptons à partir de lots de données enrichis en

faux leptons. La note [19] détaille l'analyse du nombre de faux leptons.

Les figures 4.9, 4.10, 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14 présentent des distributions cinématiques relatives aux principaux objets de l'état final dileptonique $e\mu$ que sont les jets, les électrons et les muons. Ces distributions permettent de comparer les simulations aux $4,7 \text{ fb}^{-1}$ de données acquises pendant l'année 2011 avec une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, l'accord est dans les incertitudes statistiques. Les distributions des simulations sont relativement plus lisses que les distributions des données 2011. Ces dernières sont réalisées à partir d'un petit ensemble d'événements, 1946 exactement. Les simulations sont quant à elles distribuées à partir d'un grand ensemble d'événements, chacun pondéré par un facteur normalisant l'ensemble à la luminosité des données 2011, prenant en compte la section efficace respective de chaque processus. Comme un grand ensemble d'événements est utilisé pour représenter un plus petit ensemble, les distributions des simulations fluctuent moins de classe à classe que les données.

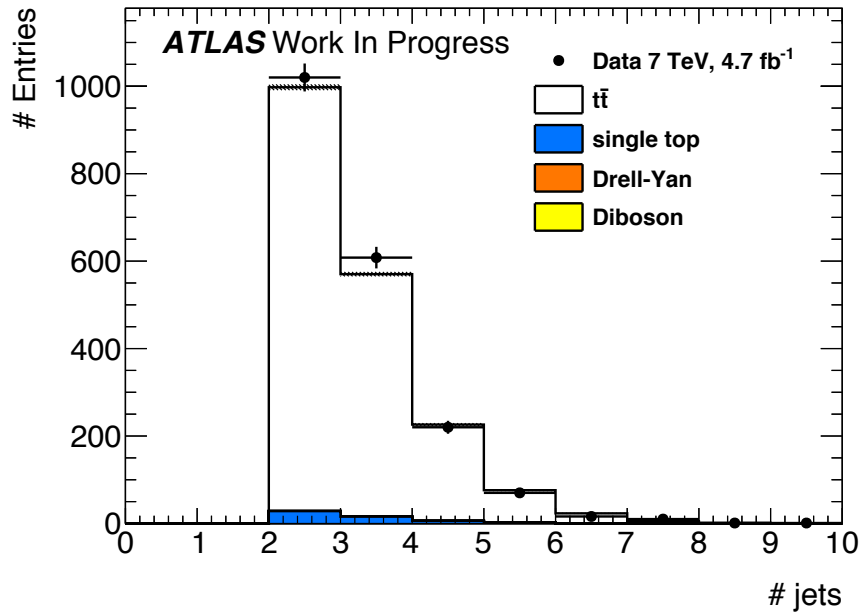


FIGURE 4.9: Distribution du nombre de jet par événement sélectionné dans le canal dileptonique $e\mu$. Les points noirs sont les données 2011 acquises à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. L'histogramme blanc correspond à la simulation du signal $t\bar{t}$, le bleu à la simulation du bruit de fond de production électrofaible de quark top, l'orange au bruit de fond DRELL-YAN $Z/\gamma + \text{jets}$, le jaune aux bruits de fond WW , WZ et ZZ . L'incertitude statistique sur les données est représentée par les barres verticales sur les points noirs, l'incertitude statistique sur les simulations est représentée par les bandes hachées grises.

L'accord entre données et simulations pour la cinématique permet d'avoir confiance dans les simulations pour représenter correctement les données. Ainsi une méthode de mesure de la masse du quark top peut être développée sur les simulations et ensuite appliquée sur les données pour réaliser la mesure. Le détail de la méthode employée dans le cadre de cette thèse est décrit dans le chapitre 5 de ce document.

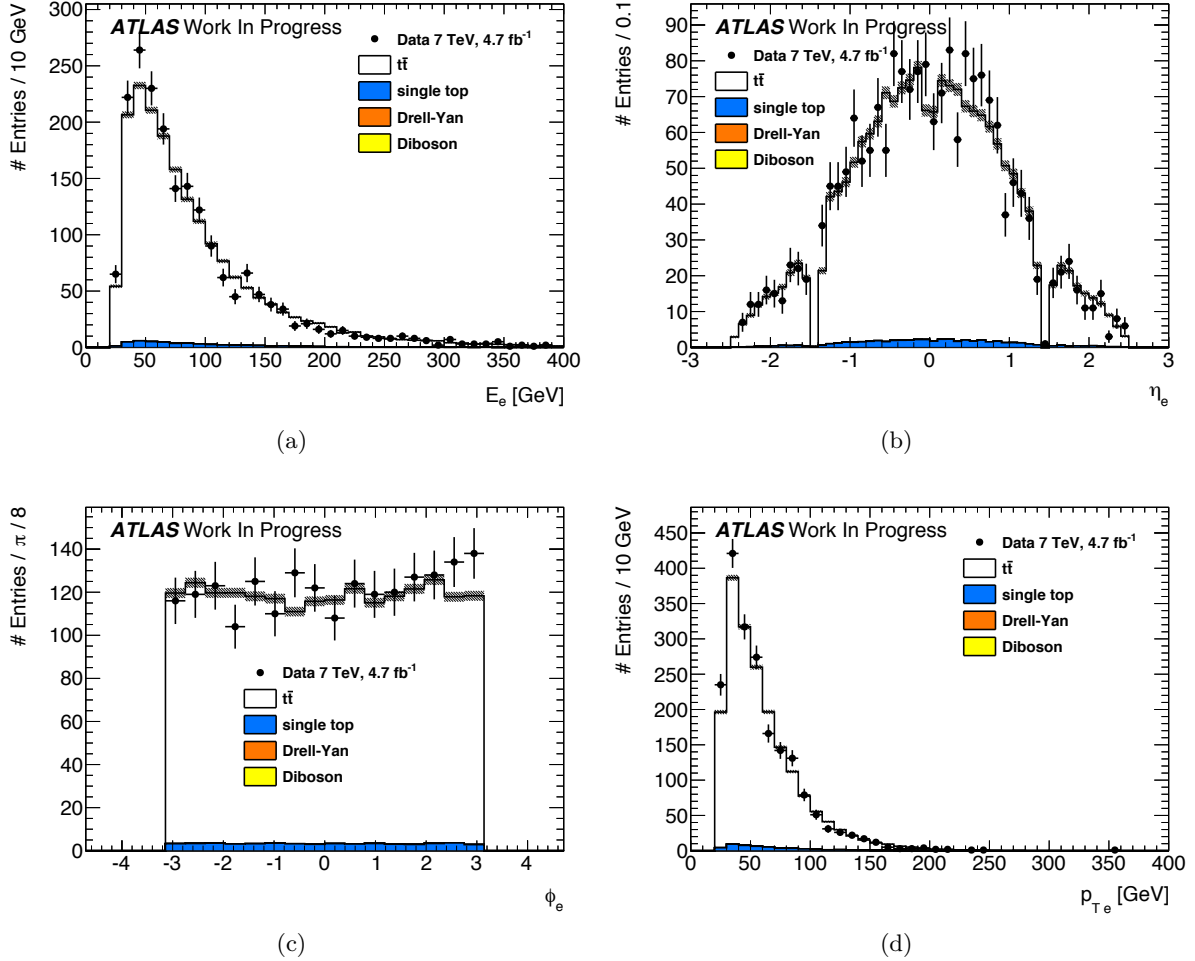


FIGURE 4.10: Distributions de l'énergie (a), de la direction (b) et (c) et de l'impulsion transverse (d) des électrons pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$. Les points noirs sont les données 2011 acquises à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'histogramme blanc correspond à la simulation du signal $t\bar{t}$, le bleu à la simulation du bruit de fond de production électrofaible de quark top, l'orange au bruit de fond DRELL-YAN Z/γ +jets, le jaune aux bruits de fond WW , WZ et ZZ . L'incertitude statistique sur les données est représentée par les barres verticales sur les points noirs, l'incertitude statistique sur les simulations est représentée par les bandes hachées grises.

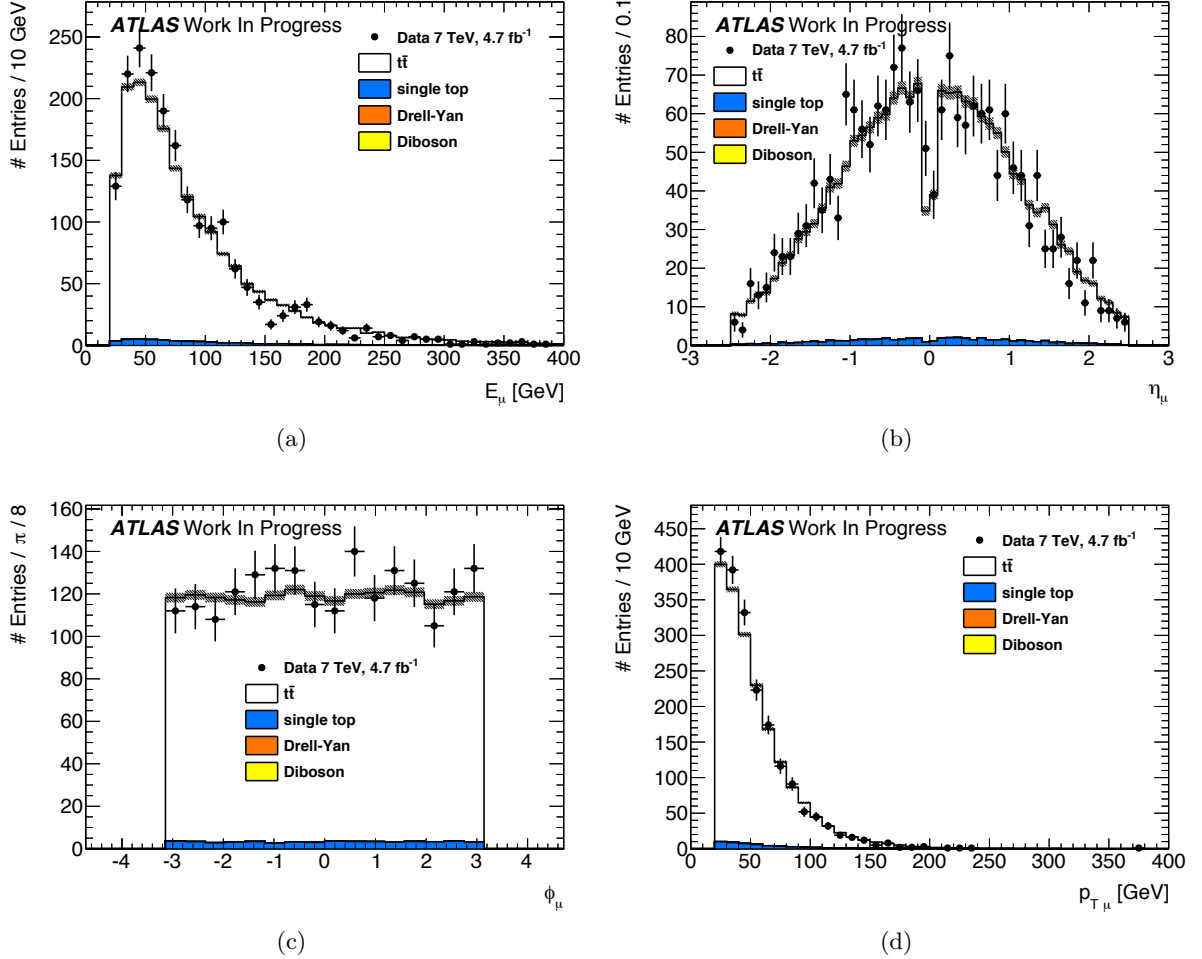


FIGURE 4.11: Distributions de l'énergie (a), de la direction (b) et (c) et de l'impulsion transverse (d) des muons pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$. Les points noirs sont les données 2011 acquises à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'histogramme blanc correspond à la simulation du signal $t\bar{t}$, le bleu à la simulation du bruit de fond de production électrofaible de quark top, l'orange au bruit de fond DRELL-YAN Z/γ +jets, le jaune aux bruits de fond WW , WZ et ZZ . L'incertitude statistique sur les données est représentée par les barres verticales sur les points noirs, l'incertitude statistique sur les simulations est représentée par les bandes hachées grises.

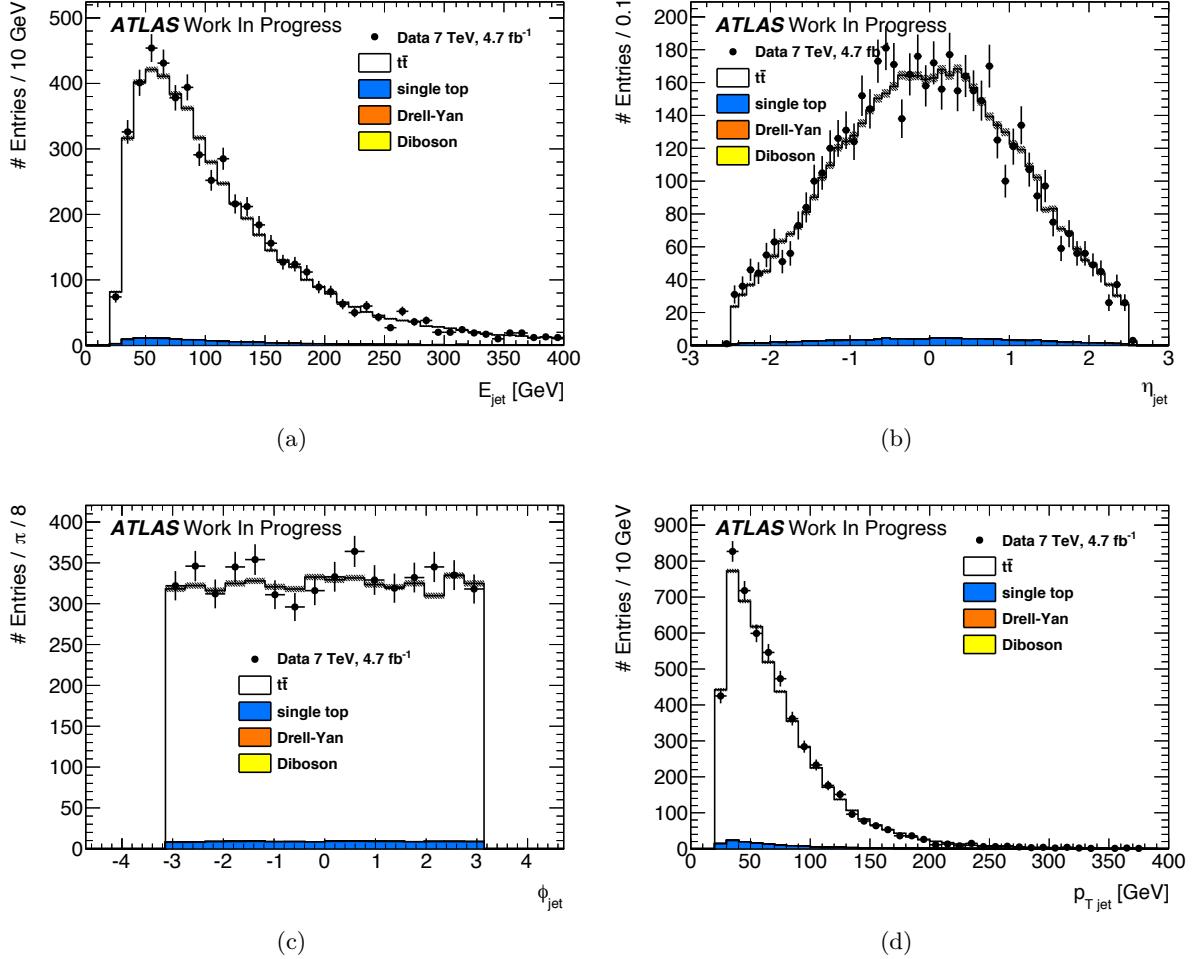


FIGURE 4.12: Distributions de l'énergie (a), de la direction (b) et (c) et de l'impulsion transverse (d) des jets pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$. Les points noirs sont les données 2011 acquises à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'histogramme blanc correspond à la simulation du signal $t\bar{t}$, le bleu à la simulation du bruit de fond de production électrofaible de quark top, l'orange au bruit de fond DRELL-YAN Z/γ +jets, le jaune aux bruits de fond WW , WZ et ZZ . L'incertitude statistique sur les données est représentée par les barres verticales sur les points noirs, l'incertitude statistique sur les simulations est représentée par les bandes hachées grises.

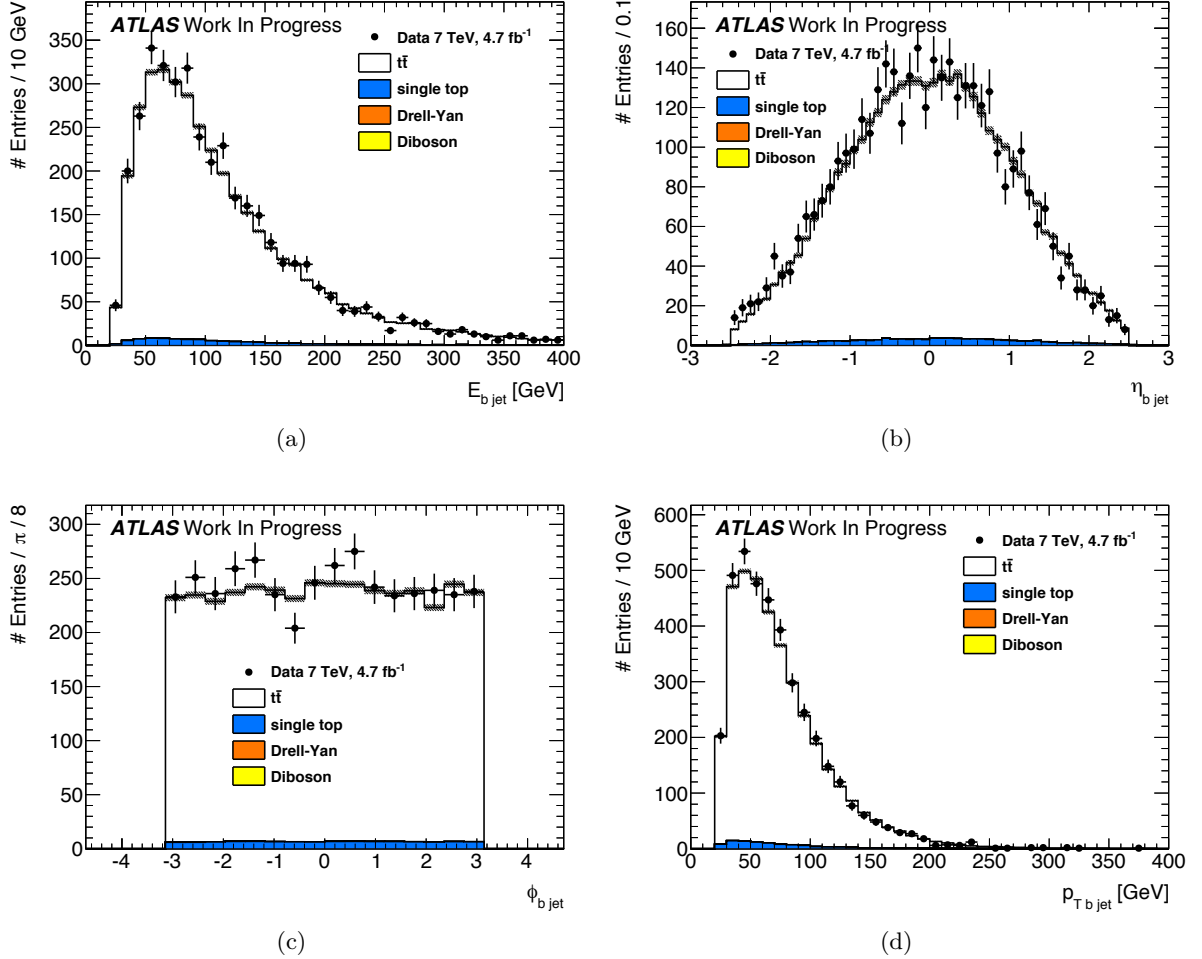


FIGURE 4.13: Distributions de l'énergie (a), de la direction (b) et (c) et de l'impulsion transverse (d) des jets étiquetés b pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$. Les points noirs sont les données 2011 acquises à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'histogramme blanc correspond à la simulation du signal $t\bar{t}$, le bleu à la simulation du bruit de fond de production électrofaible de quark top, l'orange au bruit de fond DRELL-YAN $Z/\gamma + \text{jets}$, le jaune aux bruits de fond WW , WZ et ZZ . L'incertitude statistique sur les données est représentée par les barres verticales sur les points noirs, l'incertitude statistique sur les simulations est représentée par les bandes hachées grises.

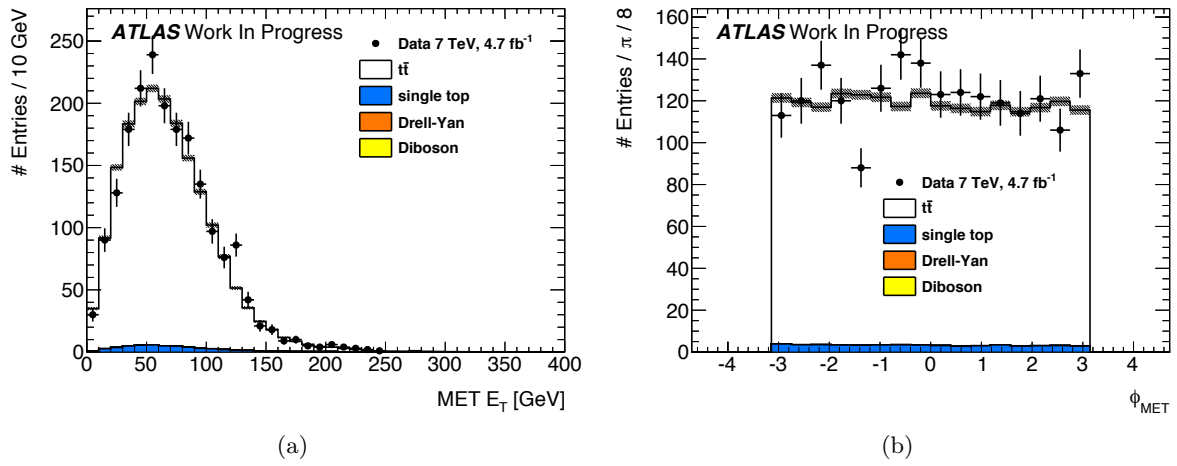


FIGURE 4.14: Distributions de l'énergie transverse (a) et de l'angle azimuthal (b) de l'énergie manquante transverse pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$. Les points noirs sont les données 2011 acquises à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'histogramme blanc correspond à la simulation du signal $t\bar{t}$, le bleu à la simulation du bruit de fond de production électrofaible de quark top, l'orange au bruit de fond DRELL-YAN $Z/\gamma + \text{jets}$, le jaune aux bruits de fond WW , WZ et ZZ . L'incertitude statistique sur les données est représentée par les barres verticales sur les points noirs, l'incertitude statistique sur les simulations est représentée par les bandes hachées grises.

Chapitre 5

La méthode des éléments de matrice pour la mesure de la masse du quark top

Sommaire

5.1	La méthode	90
5.2	La densité de probabilité pour le signal	91
5.3	La densité de probabilité pour le bruit de fond	94
5.4	Les fonctions de transfert	97
5.4.1	Les fonctions de transfert pour les leptons	97
5.4.2	Les fonctions de transfert pour les jets	97
5.5	La distribution de vraisemblance	100
5.6	Les limites de la méthode	102
5.7	Les outils MADGRAPH et MADWEIGHT	103
5.8	La sélection des jets pour MADWEIGHT	105

Que ce soit pour la mesure d'une masse ou d'une section efficace ou encore pour la recherche d'un signal, la grande majorité des analyses se basent sur un ensemble restreint de variables. Ces variables, si elles sont pertinentes, sont très sensibles à la quantité mesurée et permettent de discriminer fortement le signal des bruits de fond. Mais la recherche de signaux de plus en plus ténus ou la réalisation de mesures de plus en plus précises nécessitent des approches multivariées. L'usage de ces estimateurs, exploitant la puissance discriminante d'un maximum de variables pertinentes, se développe. Ainsi la mesure de la section efficace de production associée d'un quark top et d'un boson W à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV avec ATLAS utilise un arbre de décision avancé (BDT pour « **B**oosted **D**ecision **T**ree ») [98] afin d'optimiser le pouvoir discriminant de l'analyse entre le signal de production associée Wt et le bruit de fond dominant issu de paires $t\bar{t}$. C'est dans un contexte de complexification des estimateurs que se situe la méthode des éléments de matrice ; parce qu'elle exploite l'ensemble des variables cinématiques accessibles d'un état final et les convolue par l'élément de matrice, elle peut être pensée comme un estimateur combinant au mieux connaissances théoriques et données expérimentales.

Ce chapitre décrit l'application de la méthode des éléments de matrice à la mesure de la masse du quark top avec ATLAS auprès du LHC. Le générateur d'élément de matrice utilisé

étant limité au LO, l'implémentation de son usage pour analyser des événements simulés NLO et des données physiques pose des problématiques particulières qui sont abordées dans ce chapitre, ainsi que les limites inhérente à la méthode.

5.1 La méthode

La méthode des éléments de matrice [59, 99] quantifie l'accord entre la cinématique d'un événement de physique des particules et une hypothèse de processus, modélisé via son élément de matrice¹ ici évalué à l'ordre dominant. Ainsi, on peut définir pour chaque événement une probabilité P_{evt} . Elle est fonction d'une probabilité P_{signal} que l'événement corresponde au processus d'intérêt et d'une probabilité P_{bdf} que l'événement corresponde aux processus de bruits de fond irréductibles. Dans le cas de la mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique $e\mu$, la probabilité P_{evt} s'écrit :

$$P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}) = f_{\text{top}} \cdot P_{\text{signal}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}) + (1 - f_{\text{top}}) \cdot P_{\text{bdf}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}) \quad (5.1)$$

Les propriétés cinématiques de l'événement sont représentés par \mathbf{p} dans l'équation 5.1, m_{top} étant la masse du quark top utilisée par le modèle. Dans ce cas, m_{top} est bien une hypothèse, un paramètre du modèle utilisé pour évaluer les probabilités. Le signal correspond aux événements $t\bar{t}$ en dilepton, les bruits de fonds étant des événements résultant de processus autres que $t\bar{t}$ en dilepton mais ayant les mêmes particules dans l'état final. $P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$ est donc fonction des données \mathbf{p} et de l'hypothèse de masse du quark top m_{top} .

f_{top} est dans l'équation 5.1 la fraction attendue d'événement du signal, c'est aussi une fonction de m_{top} . C'est le rapport du nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus après sélection sur le nombre d'événements total attendu après sélection : $f_{\text{top}} = \frac{N_{\text{signal}}}{N_{\text{signal}} + N_{\text{bdf}}}$. Ce rapport dépend de la masse du quark top car N_{signal} dépend directement de la masse du quark top, ainsi que N_{bdf} dont le processus Wt est la contribution principale comme montré au chapitre 4. La figure 5.1 montre l'évolution de f_{top} avec la masse du quark top. Ce rapport est obtenu grâce aux simulations MONTE CARLO avec simulation du détecteur pour différentes masses du quark top. Le rapport f_{top} est ajusté par une droite, permettant ainsi de l'estimer pour n'importe quelle masse du quark top. Il en résulte que f_{top} est compatible avec une constante de l'ordre de 0,975.

Pour chaque événement disponible, une distribution de probabilité $P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$ en fonction de la masse du quark top est calculée. Il suffit d'évaluer $P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$ pour différentes valeurs de m_{top} . De ces distributions de probabilités par événement, est construite une distribution de vraisemblance, le calcul est présenté en équation 5.2. La distribution du produit des probabilités en fonction de la masse du quark top est supposée avoir un comportement gaussien. La moyenne de cette distribution correspond à la masse la plus probable, la largeur à la résolution statistique de la méthode. Néanmoins, les probabilités individuelles ont des valeurs numériques variant de 10^{-19} à 10^{-30} . Il suffit de peu d'événements pour que le produit des probabilités atteigne la limite numérique de représentation des petits nombres², il est nécessaire d'utiliser l'opposé du logarithme népérien de la probabilité $P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$. Ainsi, la distribution de vraisemblance se construit à partir de la somme sur les événements de l'opposé du logarithme naturel de la

¹ Amplitude de probabilité du processus.

² Le plus petit nombre normalisé positif différent de zéro en double précision est $2,2250738585072020 \times 10^{-308}$.

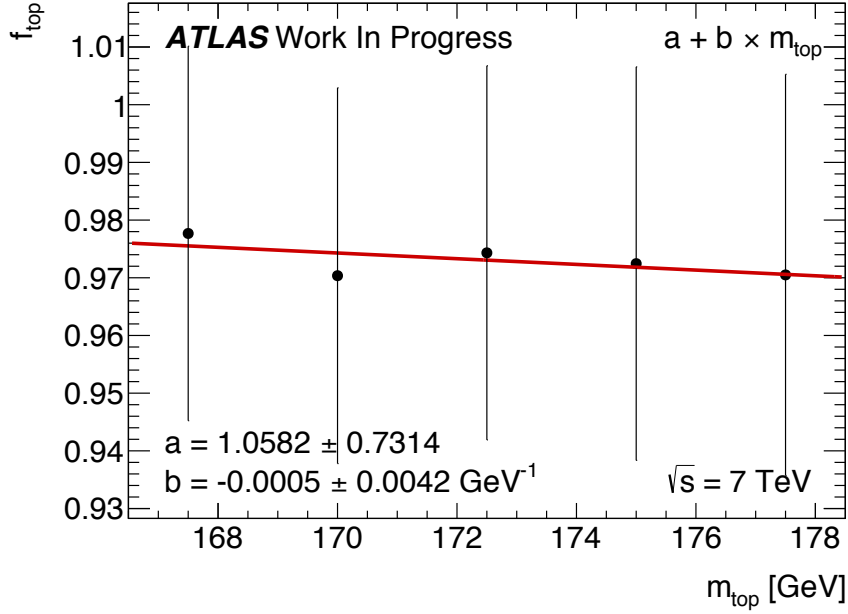


FIGURE 5.1: La fraction de signal $t\bar{t}$ en dilepton en fonction de la masse du quark top. Les erreurs sont statistiques. La courbe rouge est l'interpolation linéaire utilisée dans la suite de façon à estimer la fraction de signal pour toute masse du quark top.

probabilité, pour une masse donnée du quark top. Cette distribution conserve les propriétés du produit des probabilités : son minimum correspond à la masse du quark top la plus probable et sa largeur est proportionnelle à la résolution statistique de la méthode. La distribution de vraisemblance sera décrite plus en détails dans la section 5.5 de ce chapitre.

$$\mathcal{L}(m_{\text{top}}) = - \sum_i^{N_{\text{evt}}} \ln P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}_i) \quad (5.2)$$

5.2 La densité de probabilité pour le signal

La probabilité qu'un événement de cinématique \mathbf{p} soit issu d'un processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ en dilepton dans un espace de phase $d\mathbf{p}$ autour de \mathbf{p} est donnée par :

$$P_{\text{signal}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}) = \frac{1}{\sigma_{\text{obs}}(m_{\text{top}})} \frac{d\sigma_{\text{signal}}}{d\mathbf{p}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}) \quad (5.3)$$

$$\sigma_{\text{obs}}(m_{\text{top}}) = \epsilon(m_{\text{top}}) \sigma_{\text{th}}(m_{\text{top}}) \quad (5.4)$$

$$\epsilon(m_{\text{top}}) = \frac{N_f}{N_i}(m_{\text{top}}) \quad (5.5)$$

Dans les équations 5.3 et 5.4 $\sigma_{\text{obs}}(m_{\text{top}})$ est la section efficace observée du processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ en dilepton. $\sigma_{\text{obs}}(m_{\text{top}})$ est égale à la section efficace théorique $\sigma_{\text{th}}(m_{\text{top}})$ du processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ en dilepton pondérée par l'efficacité de sélection $\epsilon(m_{\text{top}})$. Cette dernière est décrite par l'équation 5.5 comme étant le rapport du nombre d'événements passant la sélection au nombre d'événements testant cette sélection pour une masse du quark top donnée. Enfin $\frac{d\sigma_{\text{signal}}}{d\mathbf{p}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$ est

la section efficace différentielle du processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ évaluée en \mathbf{p} .

La section efficace théorique du processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ est tabulée pour différentes valeurs de la masse du quark top [67, 75–86] dans la table 5.1, et est représentée sur la figure 5.2. Les valeurs présentées dans la table 5.1 sont obtenues à partir de calculs au NNLO-NNLL. Une interpolation en est faite afin de pouvoir l’estimer dans la suite pour n’importe quelle valeur de la masse du quark top entre 140 GeV et 210 GeV. Pour cela la somme de deux exponentielles décroissantes est utilisée, chacune des exponentielles décrivant une partie du spectre en masse.

m_{top} [GeV]	140,0	150,0	160,0	165,0	167,5
$\sigma_{t\bar{t}}$ [pb]	$510,46^{+30,17}_{-33,14}$	$362,14^{+20,64}_{-22,54}$	$261,26^{+14,64}_{-15,87}$	$223,16^{+12,52}_{-13,51}$	$206,52^{+11,62}_{-12,51}$
m_{top} [GeV]	170,0	172,5	175,0	177,5	
$\sigma_{t\bar{t}}$ [pb]	$191,28^{+10,82}_{-11,62}$	$177,31^{+10,10}_{-10,82}$	$164,48^{+9,45}_{-10,10}$	$152,71^{+8,87}_{-9,46}$	
m_{top} [GeV]	180,0	190,0	200,0	210,0	
$\sigma_{t\bar{t}}$ [pb]	$141,88^{+8,35}_{-8,88}$	$106,48^{+6,76}_{-7,12}$	$80,78^{+5,73}_{-5,99}$	$61,89^{+5,07}_{-5,27}$	

TABLE 5.1: Table donnant la section efficace de production d’une paire $t\bar{t}$ pour une collision pp à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV, évaluée pour différentes valeurs de la masse du quark top. Ces valeurs ont été calculées au NNLO-NNLL. L’incertitude est la somme quadratique des incertitudes sur les fonctions de densités partoniques des protons (PDF), sur le couplage d’interaction forte α_S et l’échelle de renormalisation [67, 75–86].

L’efficacité de sélection dépend à priori de la masse du quark top et est estimée à partir de simulations prenant en compte l’ensemble du détecteur, pour différentes masses du quark top. Les simulations donnent accès au nombre d’événements testant la sélection et au nombre d’événements passant avec succès la sélection, nommés respectivement $N_i(m_{\text{top}})$ et $N_f(m_{\text{top}})$ dans l’équation 5.5. Une interpolation linéaire de ce rapport pour différentes valeurs de la masse du quark top est effectuée de façon à estimer l’efficacité de sélection pour l’intégralité de la gamme d’intérêt, voir figure 5.3. L’anticorrélation entre les incertitudes des deux paramètres de la droite d’efficacité est prise en compte lors de la propagation des incertitudes.

Étant désormais capable d’estimer la section efficace observée $\sigma_{\text{obs}}(m_{\text{top}})$, il s’agit de calculer la section efficace différentielle $\frac{d\sigma_{\text{signal}}}{d\mathbf{p}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$. Celle-ci est l’intégrale sur l’espace de phase libre de l’état final convoluée par l’élément de matrice du processus. L’utilisation de l’élément de matrice dans ce calcul est l’élément central de la méthode. C’est la raison pour laquelle cette technique est appelée « méthode des éléments de matrice ». L’équation 5.6 décrit l’intégrale permettant de calculer la section efficace différentielle.

$$\frac{d\sigma_{\text{signal}}}{d\mathbf{p}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}) \propto \int d\mathbf{g}_1 d\mathbf{g}_2 d\Phi |M_{t\bar{t}}(g_1, g_2, \mathbf{q}, m_{\text{top}})|^2 f_{\text{pdf}}(g_1) f_{\text{pdf}}(g_2) W(\mathbf{q} | \mathbf{p}) \quad (5.6)$$

- g_1 et g_2 sont les partons initiaux, c’est-à-dire des gluons ou des quarks légers,
- $|M_{t\bar{t}}(g_1, g_2, \mathbf{q}, m_{\text{top}})|$ est l’élément de matrice du processus de production d’une paire $t\bar{t}$ en dilepton $e\mu$ correspondant aux deux partons initiaux, soit principalement $gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$, $u\bar{u} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$ ou $d\bar{d} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$,

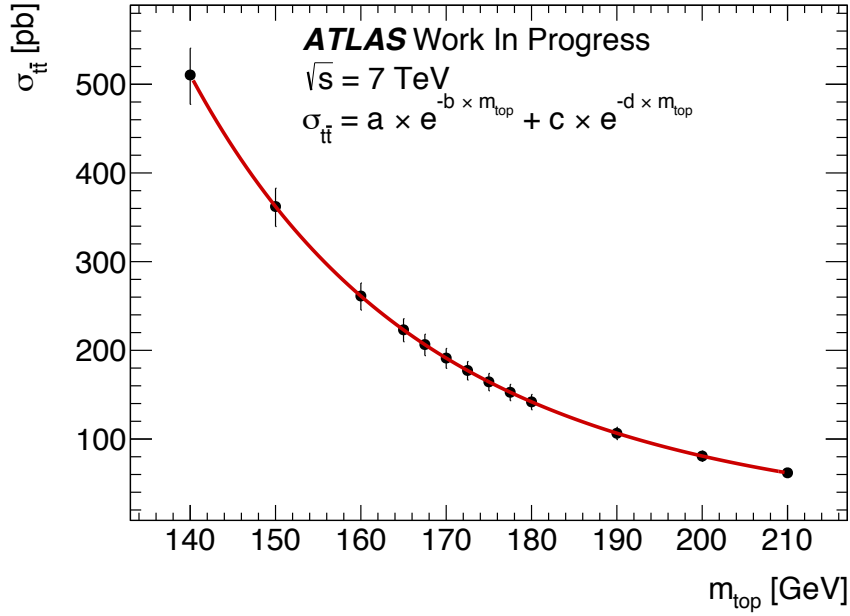


FIGURE 5.2: Section efficace de production d'une paire $t\bar{t}$ pour une collision pp à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, fonction de la masse du quark top. L'ajustement utilisé est la somme de deux exponentielles décroissantes. La première exponentielle décroissante est utilisée pour ajuster la partie $m_{\text{top}} \in [140; 165] \text{ GeV}$ tandis que la deuxième exponentielle décroissante est utilisée pour ajuster la partie $m_{\text{top}} \in [165; 210] \text{ GeV}$, ces deux régions de la masse du quark top ayant un comportement différent. La courbe rouge est la somme des deux exponentielles.

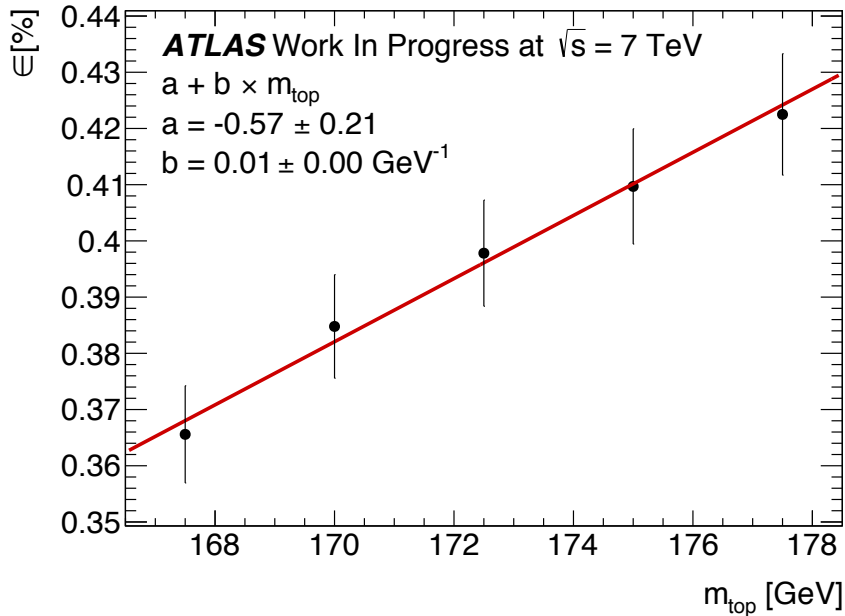


FIGURE 5.3: Efficacité de sélection pour différentes valeurs de la masse du quark top. La courbe rouge est l'interpolation linéaire qui en est faite.

- \mathbf{p} représente les observables de l'état final telles que mesurées par le détecteur,
- \mathbf{q} représente les observables de l'état final au niveau partonique,
- $d\Phi$ est l'élément infinitésimal d'espace de phase du processus $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$,
- f_{pdf} est la fonction de densité partonique du proton,
- $W(\mathbf{q} | \mathbf{p})$ représente les fonctions de transfert nécessaires pour inférer \mathbf{q} connaissant \mathbf{p} . Elles sont traitées en détails dans la section 5.4.

Un logiciel de génération et de calcul d'élément de matrice à l'ordre dominant est utilisé pour estimer l'élément de matrice. Un autre logiciel réalise l'intégration sur les fonctions de densité partonique du proton, ainsi que sur l'espace de phase libre. Ce dernier logiciel prend en compte les fonctions de transfert qui lui sont fournis. Il est important de noter que lors de l'intégration, la somme des quadrivecteurs des deux neutrinos est contrainte par l'énergie transverse manquante mesurée et les autres objets. L'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$, dû à des effets radiatifs à l'état initial, n'est pas prise en compte dans le calcul, c'est une des limites de l'implémentation actuelle de la méthode et ceci a des conséquences sur l'interprétation de l'incertitude statistique sur la mesure ; cette question est discutée plus en détail au chapitre 6. La conséquence directe est que la résolution en énergie transverse du détecteur est négligée, l'information sur l'énergie transverse n'étant pas utilisée. Plus de détails sur les logiciels employés sont donnés à la fin de ce chapitre.

Tous les éléments composant la probabilité signal étant réunis, il s'agit de calculer la probabilité bruit de fond.

5.3 La densité de probabilité pour le bruit de fond

Les différents bruits de fond pouvant intervenir dans l'analyse sont présentés dans le chapitre 4. Seul les processus $pp \rightarrow W^- t \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$ et $pp \rightarrow W^+ \bar{t} \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$ sont les bruits de fond irréductibles passant la sélection dans le canal $e\mu$, comme le montre la table 4.7 du chapitre 4. Les autres bruits de fond sont négligés du fait de leur très faible statistique attendue.

La probabilité qu'un événement de cinématique \mathbf{p} soit issu d'un processus $pp \rightarrow Wt$ en dilepton dans un espace de phase $d\mathbf{p}$ autour de \mathbf{p} est donnée par :

$$P_{\text{bdf}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}) = \frac{1}{\sigma_{\text{obs}}(m_{\text{top}})} \frac{d\sigma_{\text{bdf}}}{d\mathbf{p}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}) \quad (5.7)$$

$$\sigma_{\text{obs}}(m_{\text{top}}) = \epsilon(m_{\text{top}}) \sigma_{\text{th}}(m_{\text{top}}) \quad (5.8)$$

$$\epsilon(m_{\text{top}}) = \frac{N_f}{N_i}(m_{\text{top}}) \quad (5.9)$$

Le principe est le même que pour la probabilité signal, à l'exception que les processus étudiés sont $pp \rightarrow W^- t \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$ et $pp \rightarrow W^+ \bar{t} \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$. $\sigma_{\text{obs}}(m_{\text{top}})$ correspond alors à la section efficace observée pour le processus $pp \rightarrow Wt$ en dilepton, égale à la section efficace théorique de ce processus, $\sigma_{\text{th}}(m_{\text{top}})$, pondérée par l'efficacité de sélection $\epsilon(m_{\text{top}})$ des événements issus d'un processus $pp \rightarrow Wt$. La section efficace différentielle se calcule via l'équation 5.6, à l'exception de l'élément de matrice qui cette fois-ci est l'élément de matrice du processus

$pp \rightarrow Wt$.

La section efficace théorique de production associée Wt pour une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV est ajustée par un polynôme de second degré fonction de la masse du quark top, à partir du tableau 5.2, illustrée par la figure 5.4. La valeur de cette section efficace pour une masse du quark top de 172,5 GeV est $15,74^{+1,17}_{-1,21}$ pb. L'incertitude sur la section efficace est la combinaison des incertitudes sur l'échelle de renormalisation et sur les fonctions de densité partonique utilisées pour le calcul de la section efficace [100]. Dans la suite, l'approximation est faite que l'incertitude relative en tout point de masse de quark top différent de $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV est égale à l'incertitude relative sur la valeur de la section efficace différentielle à $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV.

m_{top} [GeV]	140,0	150,0	160,0	165,0	167,5
σ_{Wt} [pb]	$29,02^{+2,16}_{-2,23}$	$23,84^{+1,78}_{-1,83}$	$19,75^{+1,47}_{-1,52}$	$18,01^{+1,34}_{-1,38}$	$17,21^{+1,28}_{-1,32}$
m_{top} [GeV]	170,0	172,5	175,0	177,5	
σ_{Wt} [pb]	$16,45^{+1,22}_{-1,26}$	$15,74^{+1,17}_{-1,21}$	$15,04^{+1,12}_{-1,16}$	$14,39^{+1,07}_{-1,11}$	
m_{top} [GeV]	180,0	190,0	200,0	210,0	
σ_{Wt} [pb]	$13,77^{+1,02}_{-1,06}$	$11,59^{+0,86}_{-0,89}$	$9,81^{+0,72}_{-0,75}$	$8,35^{+0,62}_{-0,64}$	

TABLE 5.2: Table donnant la section efficace de production associée Wt pour une collision pp à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV, évaluée pour différentes valeurs de la masse du quark top. Ces valeurs ont été calculées au NNLO. Les incertitudes sont extrapolées à partir de l'erreur relative sur $\sigma_{Wt}(m_{\text{top}} = 172,5 \text{ GeV})$.

L'efficacité de sélection d'événements Wt en dilepton, nécessaire pour calculer le terme de normalisation de $P_{\text{bdf}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$, est estimée à partir d'événements simulés pour différentes valeurs de la masse du quark top, avec la même méthode que celle employée pour estimer l'efficacité de sélection d'événements $t\bar{t}$ en dilepton vue dans la section 5.2 de ce chapitre. Une interpolation linéaire est ensuite réalisée à partir des mesures faites sur les événements simulés de façon à pouvoir estimer ce rapport pour toute masse du quark top. Sur la figure 5.5 le point à $m_{\text{top}} = 170$ GeV est à un écart type de la droite rouge, cette dernière étant l'ajustement des points noirs par une droite. Cette déviation à $m_{\text{top}} = 170$ GeV est comprise comme une fluctuation statistique étant donné l'accord entre l'ajustement et les données, quantifié par un χ^2 réduit de 0,52.

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma_{\text{bdf}}}{d\mathbf{p}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$ se calcule de la même façon que $\frac{d\sigma_{\text{signal}}}{d\mathbf{p}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$, seul l'élément de matrice employé change : il s'agit dans ce cas de l'élément de matrice des processus $pp \rightarrow Wt \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$.

$$\frac{d\sigma_{\text{bdf}}}{d\mathbf{p}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}) \propto \int d\mathbf{g}_1 d\mathbf{g}_2 d\Phi |M_{Wt}(\mathbf{g}_1, \mathbf{g}_2, \mathbf{q}, m_{\text{top}})|^2 f_{\text{pdf}}(\mathbf{g}_1) f_{\text{pdf}}(\mathbf{g}_2) W(\mathbf{q} | \mathbf{p}) \quad (5.10)$$

- $|M_{Wt}(\mathbf{g}_1, \mathbf{g}_2, \mathbf{q}, m_{\text{top}})|$ est l'élément de matrice du processus de production associée Wt en dilepton $e\mu$ correspondant aux deux partons initiaux, soit principalement : $gg \rightarrow Wt \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$, $q\bar{q} \rightarrow Wt \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$, $u\bar{d} \rightarrow Wt \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$ ou $u\bar{d} \rightarrow Wt \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$.

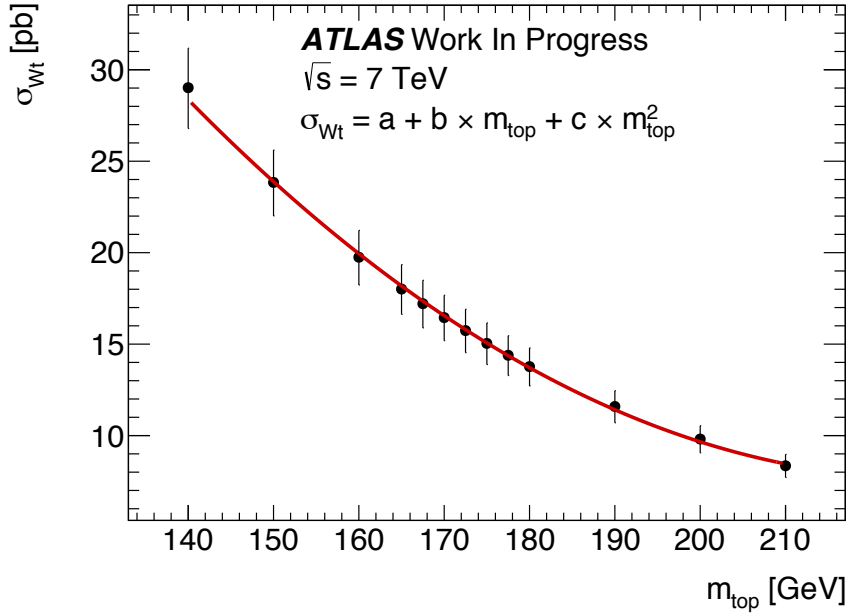


FIGURE 5.4: Représentation graphique de la section efficace de production associée Wt pour une collision pp à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. La courbe rouge est l'interpolation par un polynôme du second degré qui en est faite.

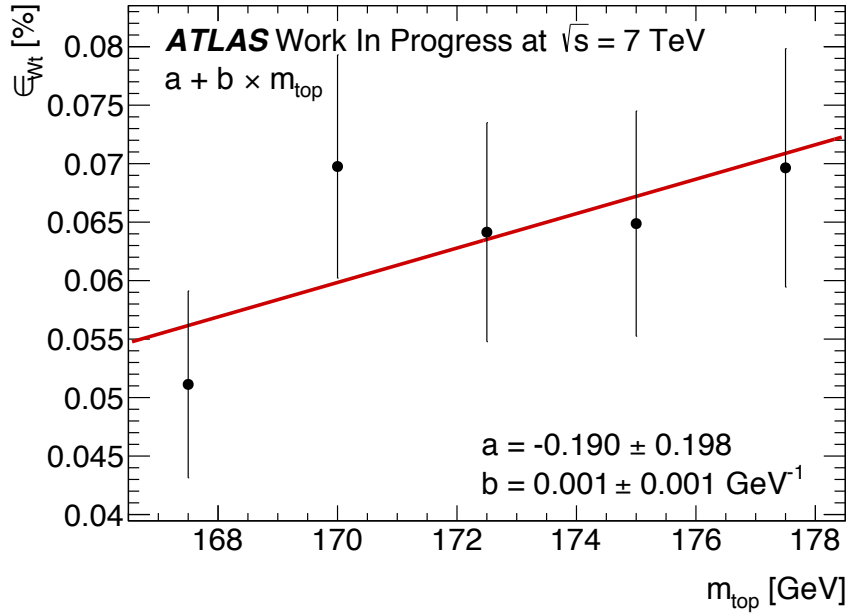


FIGURE 5.5: Représentation graphique de l'efficacité de sélection d'événements Wt pour différentes valeurs de la masse du quark top. La courbe rouge est l'interpolation linéaire résultante.

Afin de pouvoir calculer $P_{\text{signal}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$ et $P_{\text{bdf}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$ il faut déterminer les fonctions de transfert. Ces dernières sont critiques pour le traitement de données reconstruites puisqu'elles assurent le passage de la cinématique mesurée à la cinématique attendue par l'élément de matrice.

5.4 Les fonctions de transfert

Les fonctions de transfert interviennent dans l'intégrale calculant la section efficace différentielle pour tenir compte des différences entre la cinématique mesurée de l'événement et la cinématique attendue par l'élément de matrice. Cette dernière est une cinématique au niveau partonique, c'est-à-dire qui est directement le résultat du processus physique sous-jacent, sans les effets de résolution du détecteur. On peut ainsi dire que les fonctions de transfert sont des fonctions prenant en compte les effets du détecteur et des processus radiatifs sur la cinématique. Pour chaque type de particules détectées, il est possible de définir deux types de fonctions de transfert : les fonctions de transfert en direction et les fonctions de transfert en énergie. La détermination d'une fonction de transfert, quelque soit la particule, est toujours basée sur le même principe : il s'agit de comparer directement la cinématique au niveau partonique (à la création de la particule) et au niveau reconstruit (après détection) dans des événements simulés. Les événements simulés choisis sont des événements de production de paires $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal semileptonique. Pour les fonctions de transfert en direction, on s'intéresse à la variable ΔR définie dans l'équation 5.11 (le système de coordonnées utilisé est décrit au chapitre 2 section 2.2). Les fonctions de transfert en énergie dépendent de la différence entre l'énergie de la particule au niveau partonique et l'énergie de la particule au niveau reconstruit.

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (5.11)$$

Les fonctions de transfert sont ici étudiées pour les leptons et les jets.

5.4.1 Les fonctions de transfert pour les leptons

Les figures 5.6b et 5.7b montrent les différences de direction entre les leptons au niveau partonique et les leptons tels qu'ils sont reconstruits. Que ce soit pour les muons ou pour les électrons, la distribution de différence de direction est proche de zéro et sa moyenne très inférieure aux critères d'isolation tel que décrit dans le chapitre 4.

Les figures 5.6a et 5.7a présentent les différences en énergie entre les leptons au niveau partoniques et les leptons tels qu'ils sont reconstruits ($\Delta E = E_{\text{parton}} - E_{\text{reconstruit}}$). Leurs largeurs sont de 3 GeV ce qui est un ordre de grandeur inférieur aux différences d'énergies mises en jeu dans le cas des jets, illustrées en figures 5.8a. Il est alors décidé de négliger l'effet du détecteur sur les leptons vis à vis de l'effet bien plus important du détecteur sur les jets. Dans la suite, les fonctions de transfert ne concerneront que les jets.

5.4.2 Les fonctions de transfert pour les jets

Pour les jets issus de quark b , les fonctions de transfert visent à compenser la perte en énergie du jet avant et lors de sa détection. La différence de direction entre le jet et le quark b est inférieure à la largeur angulaire des jets (qui est pour rappel $\Delta R = 0,4$). Cette différence est illustrée sur la figure 5.8b. De ce fait, aucune fonction de transfert n'est utilisée pour corriger la différence de direction, seule la différence d'énergie est prise en compte. La fonction de transfert en énergie est alors une somme normalisée de deux gaussiennes : l'une de moyenne presque nulle est la résolution du détecteur, l'autre sert à modéliser la perte en énergie due aux radiations par le quark à l'origine du jet. Un exemple de fonction de transfert pour un jet d'énergie de 100 GeV

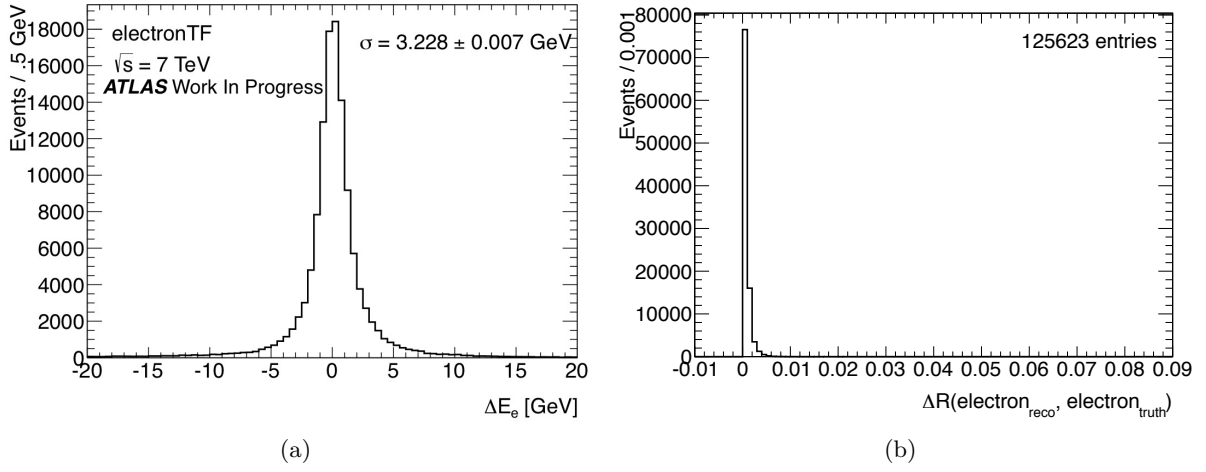


FIGURE 5.6: (a) : la distribution des différences d'énergie entre électron détecté et électron vrai. (b) : ΔR entre électron détecté et électron vrai.

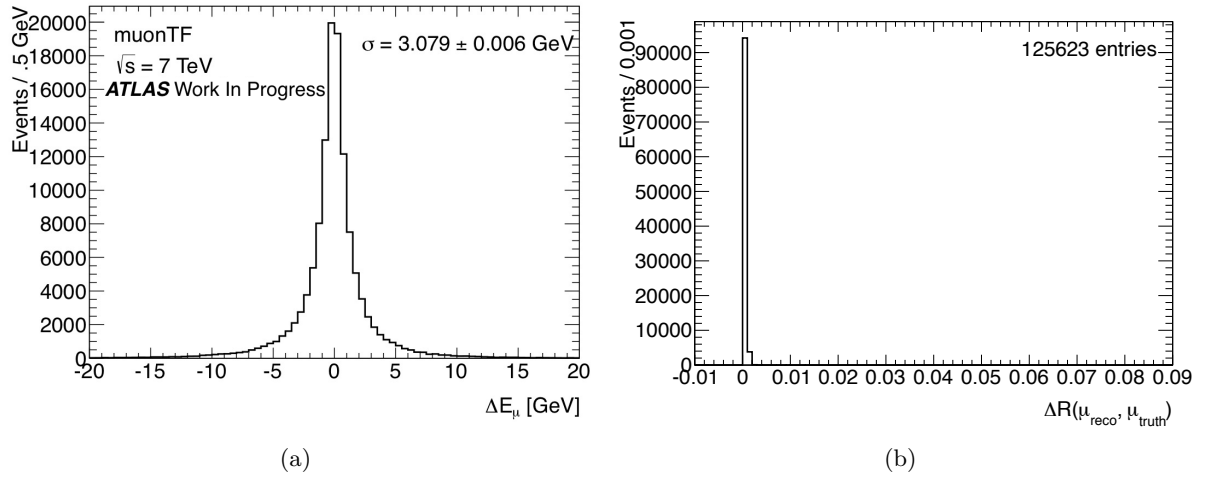


FIGURE 5.7: (a) : la distribution des différences d'énergie entre muon détecté et muon vrai. (b) : ΔR entre muon détecté et muon vrai.

et de $|\eta| \in [0; 0,8]$ est donné sur la figure 5.9. L'équation 5.12 est l'expression mathématique utilisée pour modéliser cette fonction de transfert.

$$W(\Delta E | E_{\text{jet}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(s_1 + rs_2)} \left(e^{-\frac{(\Delta E - b_1)^2}{2s_1^2}} + r \cdot e^{-\frac{(\Delta E - b_2)^2}{2s_2^2}} \right) \quad (5.12)$$

Les paramètres $\{b_1, s_1, r, b_2, s_2\}$ de la fonction de transfert sont fonction de l'énergie et de la direction du jet détecté, comme le montre l'équation 5.13. Les différents coefficients de ces polynômes en $\sqrt{E_{\text{jet}}}$ sont définis par classe en η . Pour obtenir les dépendances en énergie et direction de ces paramètres, la différence d'énergie entre jet et parton associé a été distribuée dans un grand nombre de classes d'énergie du jet. Ces distributions ont ensuite été réalisées dans

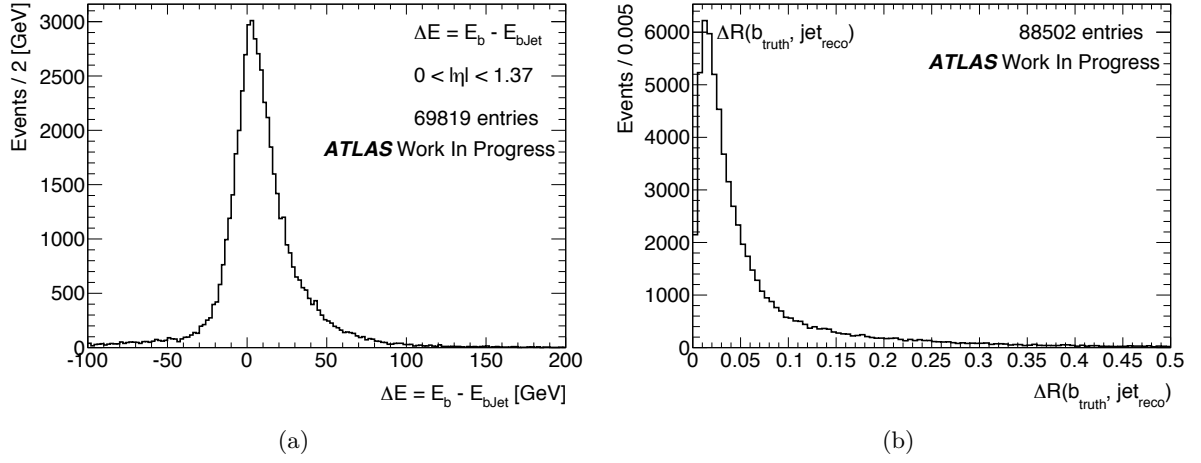


FIGURE 5.8: (a) : la distribution des différences d'énergie entre le jet et le quark b associé. (b) : ΔR . Ces histogrammes sont réalisés à partir de N événements MONTE CARLO.

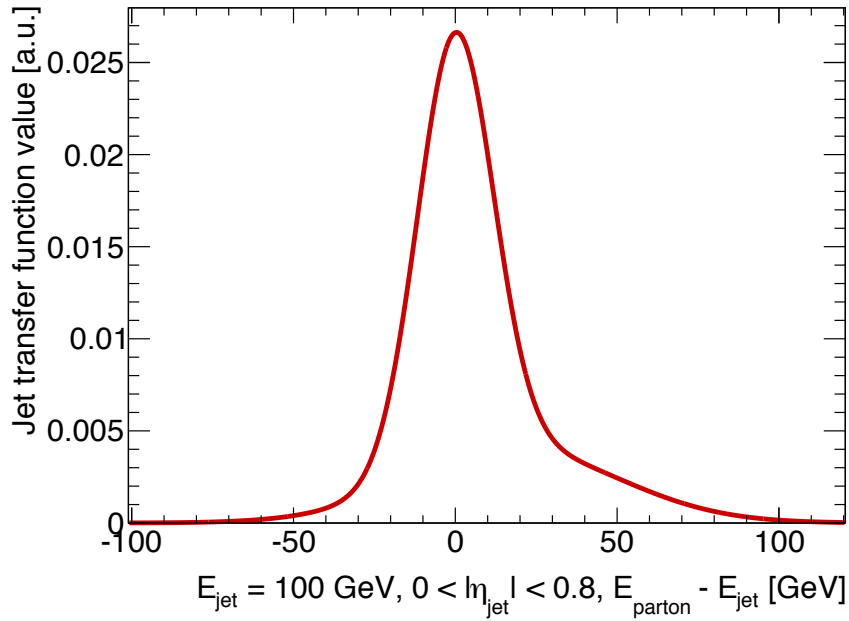


FIGURE 5.9: Représentation de la forme d'une fonction de transfert pour un jet étiqueté b d'une énergie de 100 GeV et de $|\eta|$ compris entre 0 et 0,8. La courbe rouge est la somme normalisée de deux gaussiennes.

les classes en η suivantes : $|\eta| \in [0; 0,8]$, $|\eta| \in [0,8; 1,37]$ et $|\eta| \in [1,37; 2,5]$. Ces classes de η ont été choisies ainsi car elles suivent la description en η de la géométrie des calorimètres présentée en chapitre 3, ces derniers étant les principaux responsables de la mesure de l'énergie des jets. La figure 5.10 représente la dépendance en énergie du jet des 5 paramètres de la fonction de transfert dans la classe $|\eta| \in [0; 0,8]$. Cette dépendance est obtenue en ajustant la valeur des paramètres à travers différentes classes d'énergie du jet. Les fonctions utilisées pour les ajustements sont des polynômes de second degré en \sqrt{E} . Ces fonctions sont représentées en rouge sur la figure 5.10.

L'ensemble de la paramétrisation des fonctions de transfert est présenté dans l'annexe C.

$$p(\eta, E_{\text{jet}}) = a(\eta) + b(\eta) \times \sqrt{E_{\text{jet}}} + c(\eta) \times E_{\text{jet}} \quad (5.13)$$

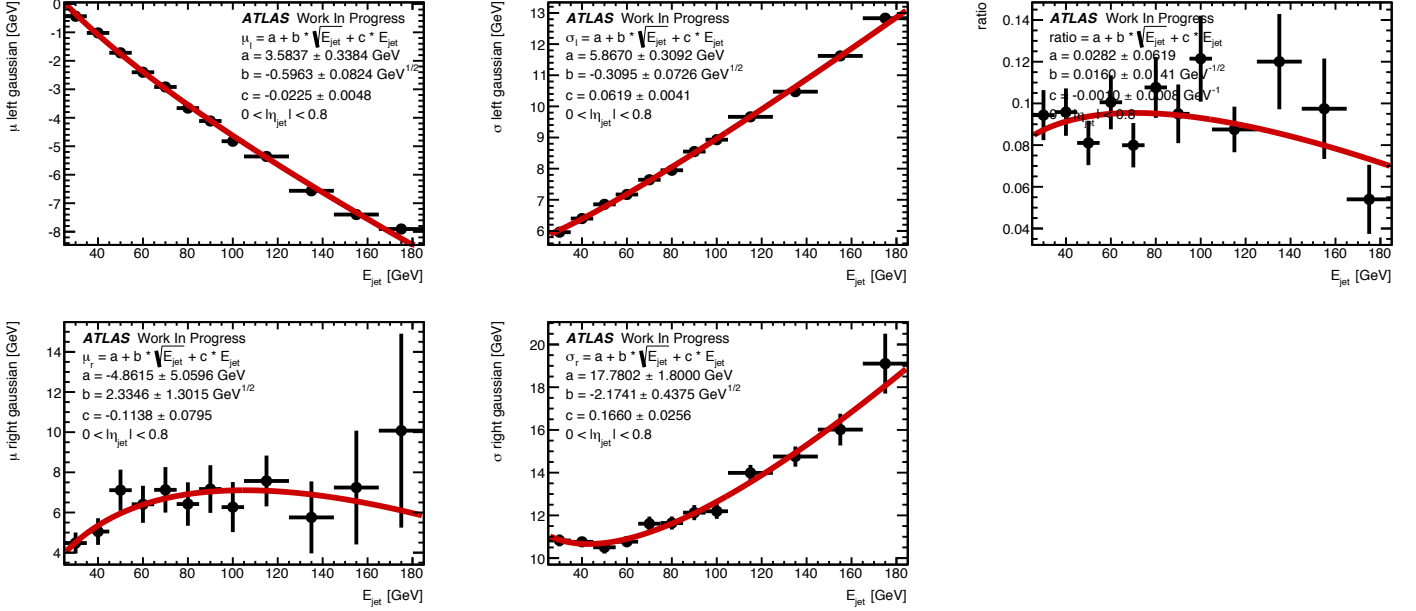


FIGURE 5.10: Dépendance en E_{jet} des 5 paramètres de la fonction de transfert pour la classe $|\eta| \in [0; 0.8]$. Les courbes rouges sont des ajustements de la forme $a + b \times \sqrt{E_{\text{jet}}} + c \times E_{\text{jet}}$.

Une fois que la fonction de transfert en énergie des jets est bien définie quelque soit l'énergie et la direction du jet, elle peut être employée dans le calcul de la section efficace différentielle pour ajuster la cinématique détectée du jet à celle attendue du parton dont il est issu. On peut alors calculer $P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}_i)$ et s'intéresser à la distribution de vraisemblance nécessaire à la mesure de la masse du quark top.

5.5 La distribution de vraisemblance

Si on définit $w_i(m_{\text{top}}) = -\ln P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p}_i)$ le poids associé à l'événement i pour la masse du quark top m_{top} , la distribution de vraisemblance est la somme des w_i . Si l'hypothèse est faite que la distribution du produit des probabilités P_{evt} en fonction de la masse du quark top se comporte comme une gaussienne, alors la distribution de vraisemblance se comporte comme un polynôme de second degré. Pour mesurer la masse du quark top à partir de la distribution de vraisemblance, il suffit d'ajuster à cette dernière un polynôme de second degré : la masse du quark top au minimum de la distribution ajustée \mathcal{L}_{min} est la valeur centrale de la mesure, la demi-largeur à $\mathcal{L}_{\text{min}} + 0.5$ de la courbe ajustée est l'erreur statistique (exemple en figure 5.11). Que la demi-largeur à $\mathcal{L}_{\text{min}} + 0.5$ corresponde à l'erreur statistique provient de l'hypothèse de distribution gaussienne du produit des probabilités : le détail est donné dans les équations 5.14 à 5.16.

$$\text{Si} \quad f(x) = A \cdot e^{-\frac{(\mu-x)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.14)$$

$$\text{alors} \quad -\ln f(x) = -\ln A + \frac{(\mu-x)^2}{2\sigma^2} \quad (5.15)$$

$$\text{donc} \quad -\ln f(\mu \pm \sigma) = -\ln A + 0,5 \quad (5.16)$$

L'incertitude sur la valeur de $w_i(m_{\text{top}})$ est obtenue à partir des incertitudes sur la section efficace théorique, l'efficacité de sélection et la section efficace différentielle. Ces erreurs sont propagées en utilisant l'équation 5.17 définie pour une grandeur $z = f(x, y)$:

$$\Delta z = \sqrt{\left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|^2 \Delta x^2 + \left| \frac{\partial f}{\partial y} \right|^2 \Delta y^2} \quad (5.17)$$

Dans l'équation 5.17, Δx , Δy et Δz représentent les incertitudes absolues respectives des variables x , y et z . Par hypothèse, les incertitudes sur la section efficace théorique, l'efficacité de sélection et la section efficace différentielle sont considérées comme non corrélées.

L'incertitude sur la section efficace théorique est estimée en utilisant les erreurs fournies dans le tableau 5.1. En plus de la courbe de valeur centrale, on peut tracer une courbe de valeur haute et de valeur basse en chaque point de masse du quark top fourni dans cette table. Il est alors possible d'ajuster les courbes haute et basse pour obtenir une estimation de l'incertitude haute et basse en chaque point de masse du quark top.

L'incertitude sur l'efficacité de sélection est obtenue en faisant l'hypothèse que N_f et N_i , équations 5.5 et 5.9, sont issus d'une distribution de POISSON. L'incertitude sur N_f est alors $\pm\sqrt{N_f}$, celle sur N_i est $\pm\sqrt{N_i}$ dans l'hypothèse N_i et N_f grand. Le détail du calcul de l'incertitude sur l'efficacité de sélection est donné dans les équations 5.18 à 5.20.

$$\epsilon = \frac{N_f}{N_i} \quad (5.18)$$

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\left| \frac{\Delta N_f}{N_i} \right|^2 + \left| \frac{N_f}{N_i^2} \right|^2 \Delta N_i^2} \quad (5.19)$$

$$\Delta\epsilon = \frac{\sqrt{N_f}}{N_i} \sqrt{1 + \frac{N_f}{N_i}} \quad (5.20)$$

L'incertitude sur la section efficace différentielle est donnée par le logiciel de calcul. C'est une erreur numérique estimée lors de la récurrence sur l'intégration de l'espace de phase. Ainsi un événement avec un espace de phase difficile à intégrer aura une plus grande erreur qu'un événement avec un espace de phase facilement décrit par une intégration MONTE CARLO³. L'algorithme d'intégration utilisé est VEGAS⁴, qui consiste à choisir les points suivant une distribution de probabilité de façon à privilégier les domaines contribuant le plus à l'intégration. En principe, il

³Qui consiste à évaluer l'intégrande en des points sélectionnés aléatoirement. C'est une méthode non-déterministe par opposition à une méthode discrétisant l'espace, comme l'approche trapézoïdale. L'intégration MONTE CARLO est plus performante pour les intégrales à haute dimensionnalité, comme une intégrale sur un espace de phase

⁴https://www.gnu.org/software/gsl/manual/html_node/VEGAS.html

serait possible d'augmenter suffisamment le nombre de points d'intégration MONTE CARLO afin de mieux appréhender les événements aux espaces de phase complexes. Dans ce cas l'incertitude serait réduite mais en contrepartie le temps de calcul augmenterait de façon importante. Cet aspect de la méthode est traité dans la section 5.6 de ce chapitre.

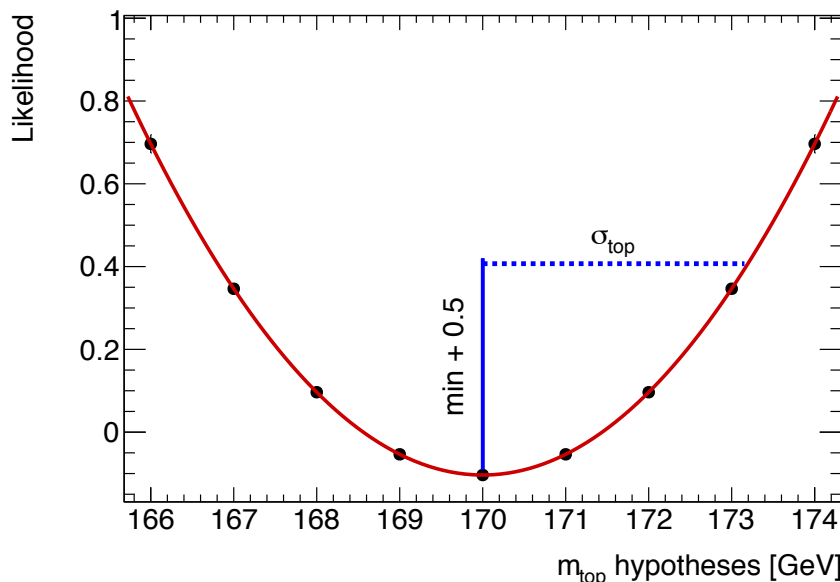


FIGURE 5.11: Distribution de vraisemblance triviale illustrant la définition de l'erreur statistique. La courbe rouge est l'ajustement par un polynôme du second degré. Le segment pointillé en bleu est la demi largeur de la courbe rouge ajustée à $\mathcal{L}_{\min} + 0,5$ et correspond à l'erreur statistique.

5.6 Les limites de la méthode

La méthode des éléments de matrice exploite l'ensemble des informations cinématiques disponibles. Le cœur de cette méthode réside dans le calcul de la section efficace différentielle. Ce calcul est une intégrale numérique multi-dimensionnelle sur un espace de phase souvent non trivial, surtout avec l'implémentation de fonction de transfert elle-même non triviale. On comprend alors qu'une bonne estimation numérique de la section efficace différentielle demande un temps de calcul conséquent. C'est la principale limite de cette méthode. À titre d'exemple, le temps de calcul nécessaire pour évaluer pour un événement une hypothèse de masse est d'une trentaine de secondes sous une machine Mac OS X 10.7.5 cadencée à 2,8 GHz, avec 10 000 points d'intégration. En considérant une trentaine de masse hypothèses pour deux milliers d'événements on aboutit à un temps de calcul de 21 jours ; ce calcul permet de n'avoir accès qu'à une mesure brute de la masse du quark top sans estimation des incertitudes associées, et est donc bien loin d'une mesure complète. Cette grande consommation de temps CPU⁵ est une limite à l'utilisation de cette méthode, son emploi nécessite des ressources informatiques conséquentes et l'expertise associée pour la mettre en œuvre.

Au moment où cette thèse a été effectuée, les solutions logicielles éprouvées permettant d'utiliser la méthode des éléments de matrice n'emploient que des éléments de matrice évalués au LO.

⁵ « Central Processing Unit » : processeur

De fait il existe un écart irréductible entre l'estimateur utilisé par la méthode et les événements issus des données acquises (qui par définition ne sont pas des approximations) ou les événements issus de simulation complète (qui sont eux évalués au NLO). Cet écart entre la cinématique attendue par l'estimateur et la cinématique présente dans les données n'a pas d'impact sur la valeur centrale d'une mesure de la masse du quark top⁶, mais a un effet non négligeable sur l'estimation de l'erreur statistique. Cette question sera traitée plus en détail dans le chapitre 6.

5.7 Les outils MADGRAPH et MADWEIGHT

MADGRAPH est en général un logiciel de simulation phénoménologique de physique des particules, et en particulier un générateur d'événements de processus dur par technique MONTE CARLO. Son idée centrale est la génération automatisée des éléments de matrice de processus. Il permet entre autre de calculer des sections efficaces, de générer des processus durs ainsi que leur interface avec des générateurs d'événements, et d'autres outils d'analyse d'événements. Tout ceci peut être fait pour le lagrangien du modèle standard au LO, avec des corrections NLO de chromodynamique quantique. L'utilisateur peut définir un lagrangien, son traitement est néanmoins limité au LO. Enfin MADGRAPH peut fournir les éléments de matrice des processus au LO et au NLO. La dernière version est [MADGRAPH5_aMC@NLO](https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/madgraph/)⁷. La version utilisée dans le cadre de cette thèse est MADGRAPH4 [72] en conjugaison avec [MADWEIGHT](https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/madgraph/wiki/MadWeight)⁸; c'est ce dernier qui permet le calcul des poids nécessaires à la méthode des éléments de matrice. La version utilisée au cours de cette thèse n'est plus la plus performante actuellement, notamment en terme de temps de calcul. De nouvelles versions sont disponibles au public depuis le printemps 2014. Ces dernières ne sont pas encore validées pour les processus $t\bar{t}$ en dilepton électron-muon.

MADWEIGHT 4 est l'ensemble organisé de routines et fonctions permettant à un utilisateur d'évaluer les poids nécessaires à la méthode des éléments de matrice, pour un ensemble d'événements et un ensemble de masses hypothèses. MADWEIGHT 4 utilise un format texte de nomenclature spécifique pour ses entrées (format LHCO) et sorties. Afin de l'intégrer à la chaîne logicielle d'analyse, il est alors nécessaire de développer un outil de conversion des données ROOT en fichier texte, ainsi qu'un outil de rapatriement des résultats de MADWEIGHT 4 du format texte au format ROOT. Les résultats fournis par MADWEIGHT 4 sont bruts, associant un événement à son poids et à l'erreur sur ce dernier. Il s'agit ensuite de traiter ces poids, via l'implémentation logicielle de la méthode décrite au chapitre 5, ce qui inclut :

- une procédure d'évaluation de la normalisation des poids, afin de calculer les probabilités que l'événement corresponde à l'hypothèse de masse,
- une procédure de construction de distribution de vraisemblance ainsi que l'ajustement de cette distribution, permettant la mesure de la masse la plus probable,
- la gestion logicielle de l'étalonnage de la mesure,

⁶Pour être exact, la déviation introduite est absorbée par l'étalonnage de l'analyse

⁷<https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/madgraph/>

⁸<https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/madgraph/wiki/MadWeight>

- des outils logiciels permettant de réaliser les études nécessaires à l'évaluation de la stabilité et de la cohérence de la méthode, ainsi que l'évaluation des incertitudes systématiques.

La figure 5.12 représente schématiquement la chaîne d'analyse de données utilisée au cours de cette thèse. L'annexe D détaille le processus permettant de calculer les probabilités sur la grille.

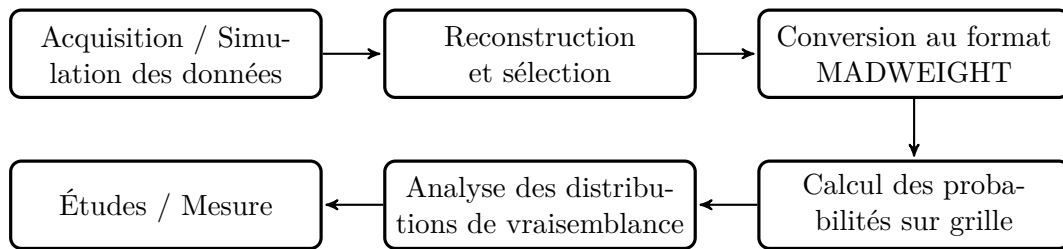


FIGURE 5.12: Chaîne d'analyse des données de l'acquisition à la mesure.

La problématique du temps de calcul a un impact non négligeable sur la réalisation de l'analyse ; pour traiter l'ensemble des 1946 événements sélectionnés issues des données 2011 du détecteur ATLAS à $\sqrt{s} = 7$ TeV, il faut en moyenne 21 jours de temps processeur. En moyenne, un ensemble de données MONTE CARLO possède 20 fois plus de statistiques, le temps de calcul nécessite alors 420 jours par ensemble de données traités, sachant qu'une droite d'étalonnage de la méthode nécessite au moins trois simulations différentes, et que la plupart des incertitudes systématiques possède sa propre simulation. Toutes ces considérations prises, le temps de calcul processeur nécessaire à la réalisation de la mesure avoisine les trois quarts de siècle. Il est alors inconcevable d'utiliser une seule machine pour réaliser l'ensemble de ces calculs. L'idée est alors de diviser les ensembles de données en petits ensembles d'événements (20 événements par petit ensemble en pratique) et d'exploiter la grille de calcul pour calculer sur ces petits ensembles. En utilisant l'outil PanDA de soumission de calcul sur la grille, il est possible de répartir ces petits ensembles par paquet de 200 par site de calcul de la grille, un équilibre étant atteint entre le temps dans la queue d'attente du site de calcul et le temps de calcul par processeur du site. Ainsi, en une dizaine d'heures utilisateurs, il est possible de traiter l'ensemble de la statistique d'un ensemble de données MONTE CARLO par l'exploitation de plusieurs sites de calcul. Néanmoins pour des raisons de priorité et de partage de ressources de la grille de calcul, il n'est pas possible à un utilisateur de traiter l'ensemble des données nécessaires à la mesure en une fois de cette façon, la soumission se fait alors un ensemble de données à la fois, étalant sur le temps leurs traitements. La mesure complète, traitement des données 2011 et évaluation des incertitudes systématiques, nécessite alors 3 mois de calcul. Malgré l'utilisation de la grille de calcul, la méthode reste lourde à mettre en place. Au moment de la rédaction de ce manuscrit, des études sur d'autres outils de calcul pour la méthode des éléments de matrice sont réalisées, portant des résultats prometteurs telle que la possibilité de traiter en quelques minutes l'ensemble des données 2011 acquises par ATLAS, ramenant ainsi l'analyse à une échelle de temps plus raisonnable et ouvrant la perspective à d'autres usages. Ces outils sont MADWEIGHT pour MADGRAPH 5 et memTK, et leur usage pour des processus $t\bar{t}$ en dilepton est à ce jour en cours de validation.

5.8 La sélection des jets pour MADWEIGHT

MADWEIGHT utilise un élément de matrice au LO pour évaluer le processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ en dilepton electron-muon. Dans cet état final ne sont présents que deux jets : les quarks b issus des deux quarks top. En cinématique d'entrée MADWEIGHT attend donc des événements composés de deux jets, de deux leptons de charges opposées et d'énergie transverse manquante. Néanmoins, comme la figure 4.9 l'illustre, les données acquises par le détecteur ATLAS montrent que les événements $t\bar{t}$ en dilepton possèdent plus de deux jets dans l'état final. La question se pose alors de savoir quels jets il faut choisir pour le calcul des probabilités. Une solution pourrait être d'évaluer toutes les combinaisons, mais cela reviendrait à accroître le temps de calcul déjà considérable. Plusieurs algorithmes ont été testés afin de choisir les deux jets à exploiter. Cette étude a motivé l'utilisation du critère d'étiquetage de jets de b tel que présenté dans le chapitre 4. Les différents algorithmes étudiés étaient :

- sélectionner les événements possédant exactement deux ou trois jets, et choisir les deux jets de plus haute impulsion transverse,
- sélectionner les événements ayant exactement un jet étiqueté b , prendre le jet de plus haute impulsion transverse et le jet étiqueté b ,
- sélectionner les événements ayant exactement deux jets,
- exclure les événements dont le second jet de plus haute impulsion transverse n'est pas étiqueté b , prendre les deux jets de plus haute impulsion transverse,
- sélectionner les événements ayant exactement deux jets étiquetés b , prendre ces deux jets,
- sélectionner les événements ayant exactement deux jets et ces deux jets sont étiquetés b ,

Pour tester ces algorithmes, une simulation de données est utilisée. Dans cette simulation, tous les jets reconstruits possèdent une variable indiquant s'ils sont issus d'un quark b ou non. Il s'agit ensuite de regarder cette variable pour les jets sélectionnés par les algorithmes. Deux grandeurs sont définies pour quantifier l'effet des algorithmes : l'efficacité (rapport entre le nombre d'événements gardés par l'algorithme et le nombre d'événements testés par l'algorithme) ; la pureté (fraction d'événements sélectionnés dont les deux jets sont bien issus d'un quark b). La pureté a une influence importante sur l'incertitude statistique de la mesure : plus la pureté est élevée, mieux l'élément de matrice décrit mieux les événements, conduisant à un resserement de la distribution de vraisemblance et donc à la diminution de l'incertitude statistique. La table 5.3 répertorie ces grandeurs pour les différents algorithmes présentés. Le fait d'exiger que deux jets soient étiquetés b et les choisir pour effectuer le calcul des vraisemblances permet d'atteindre une pureté de 97%. La statistique se retrouve néanmoins divisée par trois. Un autre choix pourrait être de choisir les deux jets étiquetés b et d'exiger que l'événement ne contienne exactement que ces deux jets, auquel cas la pureté est de 99%. Néanmoins le gain en pureté ne permet pas de compenser la perte en statistique et l'augmentation de l'erreur statistique subséquente. La minimisation de l'incertitude statistique motive le choix de la dernière sélection telle que présentée

au chapitre 4 : l'événement doit posséder exactement deux jets étiquetés b .

Algorithme	Efficacité	Pureté
$N_{jet} = 2$ ou 3 jets, 2 plus haut p_T	0,82	0,57
$N_{btag} = 1$, jet étiqueté et jet de plus haut p_T	0,61	0,66
$N_{jet} = 2$ jets	0,56	0,69
Second jet étiqueté, 2 plus haut p_T	0,50	0,70
$N_{btag} = 2$	0,36	0,97
$N_{btag} = 2$ et $N_{jet} = 2$	0,18	0,99

TABLE 5.3: Table repertoriant les différentes valeurs d'efficacité et de pureté des différents algorithmes de choix de jets. N_{jet} désigne le nombre de jets dans l'événement, N_{btag} le nombre de jets étiquetés b .

Chapitre 6

La mise en œuvre et les tests de la méthode

Sommaire

6.1	L'étalonnage de la méthode	108
6.1.1	Les événements partoniques	108
6.1.2	Les événements reconstruits	108
6.1.3	Les données 2011	110
6.2	L'étude de l'incertitude statistique	112
6.2.1	Les événements partoniques	114
6.2.2	Les événements reconstruits	115
6.3	Les études complémentaires	121
6.3.1	L'influence de la prescription d'ajustement sur la mesure	121
6.3.2	L'influence de l'erreur sur la vraisemblance	121
6.3.3	L'influence du choix de modélisation de la section efficace théorique	122
6.3.4	L'influence du nombre d'événements sur la mesure	125

La sélection des événements est traitée au chapitre 4, la construction d'une distribution de vraisemblance à partir de ces événements est quant à elle traitée au chapitre 5. La question est désormais de réaliser la mesure à proprement parler, c'est-à-dire étalonner la méthode, étudier sa stabilité, vérifier le comportement de l'incertitude statistique associée à la mesure et enfin étudier les incertitudes intrinsèques à la méthode.

Il est possible de construire une distribution de vraisemblance de deux façons différentes à partir d'un même ensemble de données simulées : soit exploiter l'ensemble de la statistique brute disponible dans l'ensemble de données puis normaliser la distribution obtenue à la statistique désirée, c'est-à-dire celle des données 2011 ; soit construire une pseudo-expérience, ce qui consiste à choisir aléatoirement parmi un ensemble de données N événements, N étant tiré aléatoirement suivant une distribution de POISSON de paramètre N_{exp} , ce dernier étant le nombre d'événements attendus dans l'échantillon de données 2011. Les probabilités calculés par MAD-WEIGHT sont des variables aléatoires distribuées selon leurs erreurs associées, qui elles-mêmes sont des variables aléatoires, du fait de l'intégration MONTE CARLO les produisant. De ce fait, la première méthode de construction d'une distribution de vraisemblance conduit à lisser les fluctuations statistiques de la vraisemblance.

6.1 L'étalonnage de la méthode

L'estimateur de la méthode des éléments de matrice est la masse correspondant au minimum de la distribution de vraisemblance, dont un exemple est donné figure 6.1 avec un ensemble de données simulées par MADGRAPH. La masse hypothèse la plus probable ne correspond pas a priori à la véritable masse du quark top. En effet, les données subissent un effet détecteur non-trivial qui est approximé par l'usage de fonctions de transfert, discuté au chapitre 5, dans le calcul des probabilités. De plus les éléments de matrices utilisés sont au LO, contrairement aux données quelles qu'elles soient. Pour que la méthode des éléments de matrice soit viable, il suffit que l'estimateur soit une fonction univoque et continue de la masse du quark top.

6.1.1 Les événements partoniques

Avec le générateur d'événements MADGRAPH, il est possible de produire des ensembles de données simulées au niveau partonique (contenant seulement le processus dur, sans effet détecteur ni hadronisation et dont les éléments de matrice sont calculés au LO) pour différentes masses du quark top. Ces événements ne passent pas de sélection, étant partoniques. Dans ce cas trivial, la relation entre l'estimateur et la véritable masse doit être une droite de pente unité. Un décalage constant peut exister, et il dépend alors des choix d'ajustements de la distribution de vraisemblance. La figure 6.1 illustre la distribution de vraisemblance pour un ensemble d'événements simulés par MADGRAPH à une masse du quark top de 175 GeV. La figure 6.2 présente les distributions de vraisemblance pour des ensembles simulés avec une masse du quark top valant respectivement 160 GeV, 170 GeV, 180 GeV, 190 GeV.

La figure 6.3 établit la relation linéaire existant entre l'estimateur et la masse du quark top de l'ensemble : $(0,26 \pm 1,57) + (1,00 \pm 0,01) \times m_{\text{gen}} = m_{\text{reco}}$. La pente de cette relation est unitaire et l'ordonnée à l'origine compatible avec zéro. C'est le comportement attendu s'agissant de données MADGRAPH, leur cinématique correspondant parfaitement à l'élément de matrice LO de MADWEIGHT. Ceci permet de vérifier qu'il n'y a pas de déviation intrinsèque à la méthode. Pour comprendre le comportement sur les données acquises par le détecteur ATLAS, des ensembles de données simulées par POWHEG+PYTHIA (processus dur et empiement d'événements, effet détecteur, hadronisation et éléments de matrice calculés au NLO) sont utilisés dans la suite.

6.1.2 Les événements reconstruits

La figure 6.4 est la distribution de vraisemblance associée aux simulations représentant les données 2011, générées par POWHEG+PYTHIA. Ces données simulées l'ont été avec une masse du quark top de 172,5 GeV, elles constituent la simulation nominale. La cinématique de ces événements est générée au NLO, tandis que l'estimateur est calculé avec un élément de matrice au LO. Ce dernier ne rend pas compte de la richesse cinématique des événements simulés, ou des données physiques. De fait, la distribution de vraisemblance n'est pas une parfaite parabole dont le minimum correspond à 172,5 GeV. La distribution figure 6.4 est construite à partir de 41280 événements, normalisée à la luminosité des données physiques 2011 de façon à représenter les données attendues; l'ajustement de la parabole est réalisé sur l'ensemble de la fenêtre de masses hypothèses par une minimisation du χ^2 . Le biais apparent est absorbé par l'étalonnage décrit plus loin, d'autres prescriptions sont étudiées en section 6.3 et se révèlent être biaisées :

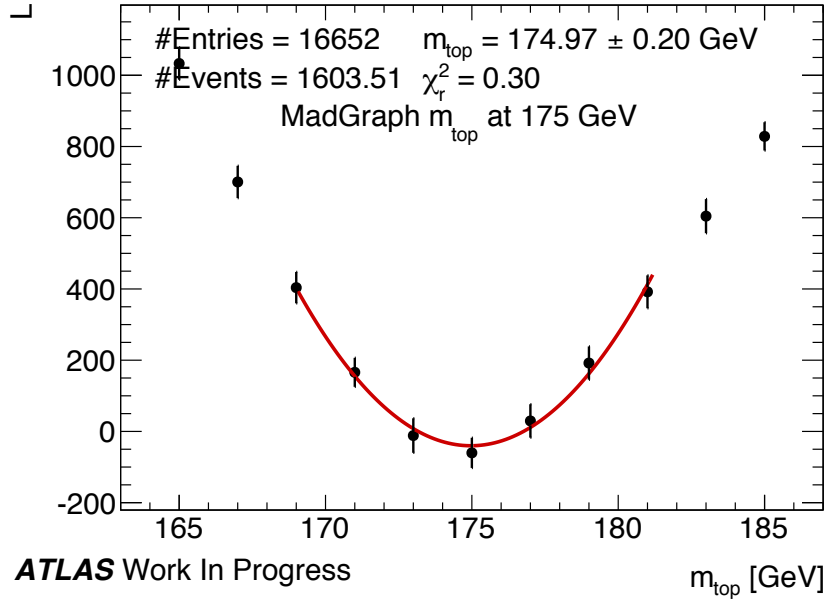


FIGURE 6.1: Distribution de vraisemblance en fonction de la masse hypothèse, pour un ensemble de 16652 événements simulés signal, normalisée à la luminosité des événements ATLAS 2011. La courbe rouge est un polynôme de second degré ajusté selon une minimisation du χ^2 . La masse citée est l'abscisse du minimum de la courbe rouge, l'erreur correspond à l'erreur statistique décrite au chapitre 5.

l'application d'un étalonnage ne suffit pas à centrer la distribution de masse reconstruite autour de la masse attendue. La masse la plus probable de la distribution en figure 6.4 est de $171,96 \pm 0,48$ GeV ; une correction est nécessaire. En utilisant des ensembles de données simulées pour différentes masses du quark top, il est possible d'établir la relation entre l'estimateur et la masse du quark top. La figure 6.5 montre les distributions de vraisemblance pour différents ensembles de données simulées signal et bruit de fond, où la masse du quark top vaut respectivement 167,5 GeV, 170 GeV, 175 GeV et 177,5 GeV. La table 6.1 repertorie les valeurs retournées par l'estimateur, ainsi que l'incertitude statistique brute associée.

m_{gen} [GeV]	167,5	170	172,5	175	177,5
m_{reco} [GeV]	$167,86 \pm 0,45$	$170,00 \pm 0,47$	$171,96 \pm 0,48$	$174,02 \pm 0,51$	$176,64 \pm 0,54$

TABLE 6.1: Points de masses utilisés pour l'étalonnage de la méthode pour les événements POWHEG+PYTHIA et les données 2011. Les erreurs données sont statistiques avant correction.

La figure 6.6 montre la relation linéaire existant entre l'estimateur et la masse vraie du quark top. Celle-ci est construite en utilisant l'ensemble de la statistique brute disponible dans les ensembles de données simulées, normalisé à la statistique des données 2011 : $(24 \pm 11) + (0,8587 \pm 0,0643) \times m_{\text{gen}} = m_{\text{reco}}$. En utilisant la relation inverse, il est possible de passer de l'estimateur à la masse vraie, et donc de mesurer la masse du quark top dans l'échantillon de données acquis par ATLAS. Le résidu, de l'ordre de 0,15 GeV, entre la masse mesurée étalonnée

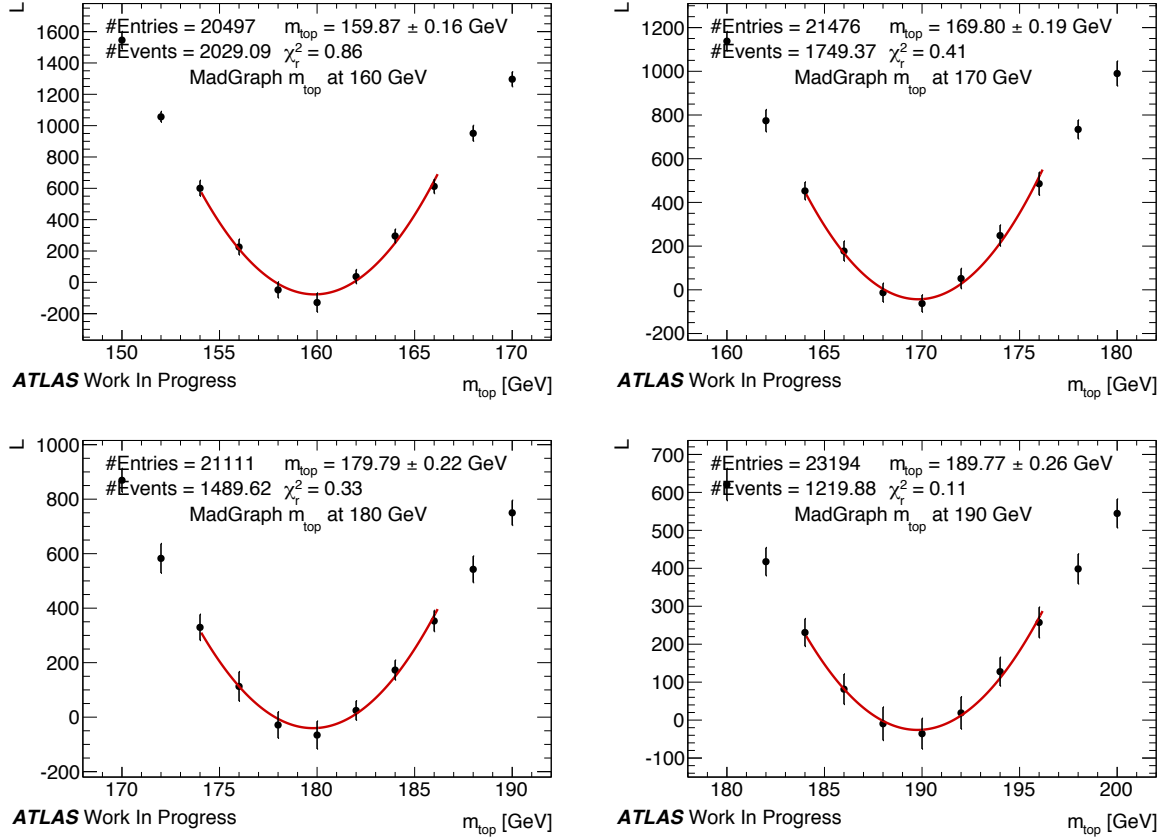


FIGURE 6.2: Distribution de vraisemblance en fonction de la masse hypothèse, pour 4 ensembles de données simulés signal et bruit de fond à $m_{\text{top}} \in \{160, 170, 180, 190\}$ GeV, normalisée à la luminosité des événements ATLAS 2011. La courbe rouge est un polynôme de second degré ajusté selon une minimisation du χ^2 .

sur l'échantillon nominal et la masse véritable de l'ensemble nominal est utilisé comme étalonnage final.

6.1.3 Les données 2011

La figure 6.7 montre la distribution de vraisemblance pour les données 2011 acquises par ATLAS avec une énergie de centre de masse de 7 TeV. Le nombre d'événements dans la distribution de vraisemblance est 1915, tandis que le nombre d'événements mesurés est 1946. Cette différence provient du fait que pour une fraction d'événements, le calcul de probabilité donne un résultat nul (la probabilité est inférieure à la précision du logiciel de calcul) pour au moins une des masses hypothèses. Ces événements sont alors exclus de la distribution de vraisemblance. Ceci n'est pas un comportement exclusif aux données physiques, l'exact même comportement, dans la même proportion, se retrouve pour toutes les données simulées POWHEG+PYTHIA ou MC@NLO. La masse donnée par l'estimateur non étalonné est 172,96 GeV avec une incertitude statistique de 0,48 GeV. Une fois l'étalonnage appliqué à l'estimateur, tenant donc compte de la variation de l'estimateur avec la masse du quark top, le minimum de la distribution de

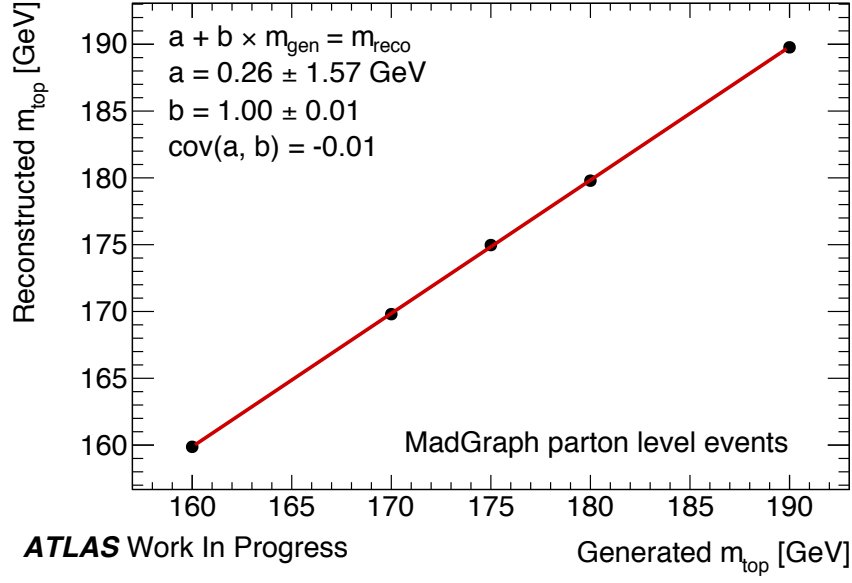


FIGURE 6.3: Masse retournée par l'estimateur en fonction de la masse du quark top dans l'ensemble de données. La droite rouge est ajustée aux points noir par une méthode de minimisation du χ^2 .

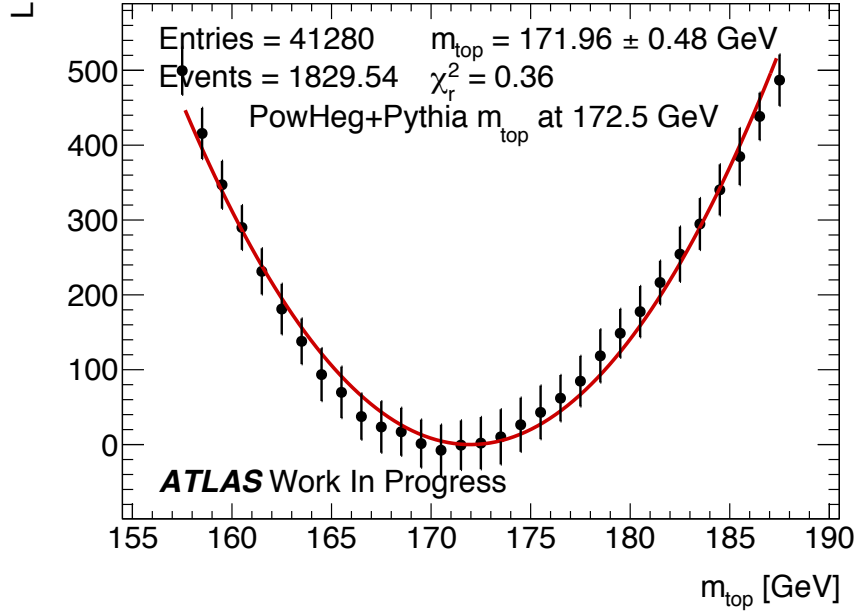


FIGURE 6.4: Distribution de vraisemblance en fonction de la masse hypothèse, pour un ensemble de 41280 événements bruts simulés signal et bruit de fond, représentant 1829,54 événements après prise en compte des poids de chaque événement. La courbe rouge est un polynôme de second degré ajusté selon une minimisation du χ^2 .

vraisemblance donne une masse du quark top de :

$$m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,56 \text{ (stat.) GeV}$$

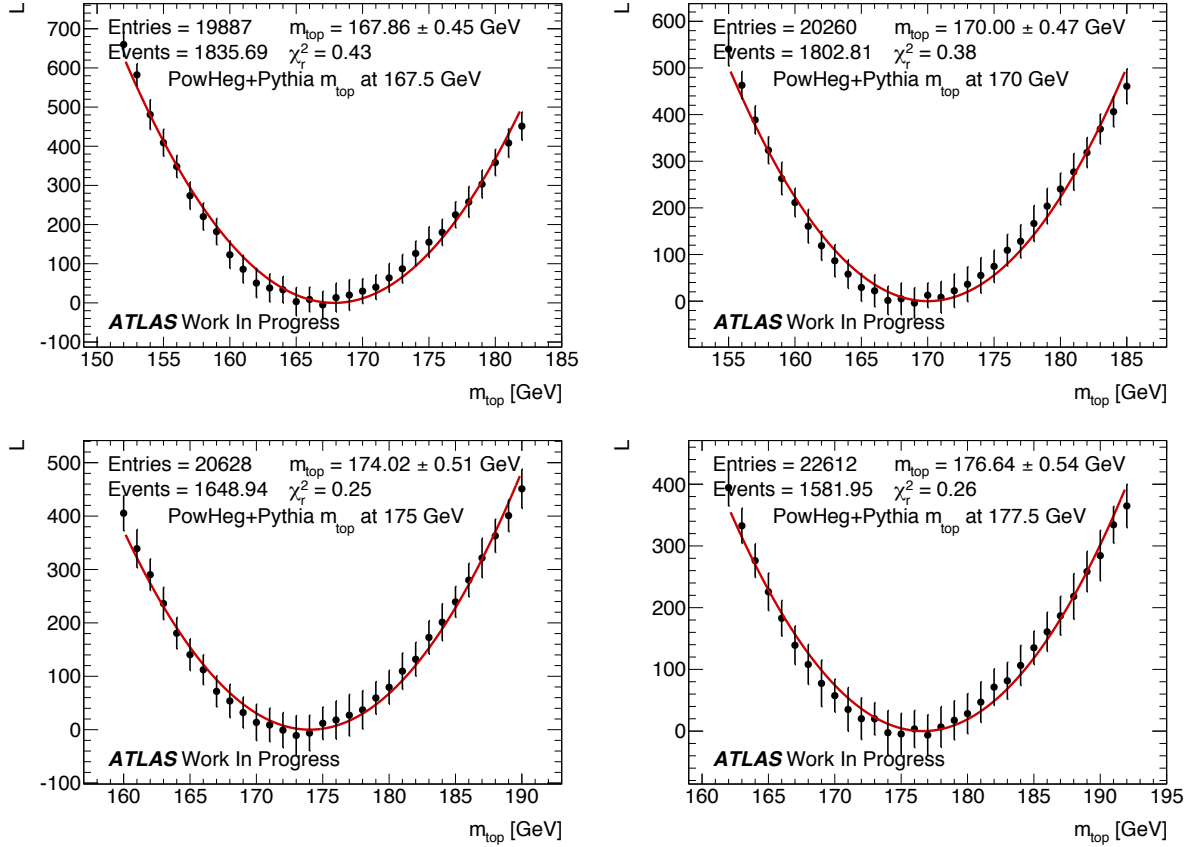


FIGURE 6.5: Distribution de vraisemblance en fonction de la masse hypothèse, pour 4 ensembles de données simulés signal et bruit de fond à $m_{top} \in \{167,5, 170, 175, 177,5\}$ GeV, à la statistique attendue pour les données à 7 TeV. La courbe rouge est un polynôme de second degré ajusté selon une minimisation du χ^2 .

La valeur centrale de la mesure de la masse du quark top est désormais connue. Il s'agit maintenant de valider l'incertitude statistique.

6.2 L'étude de l'incertitude statistique

Dans la méthode des éléments de matrice, l'incertitude statistique est donnée par la distribution de vraisemblance : c'est la demi-largeur de la parabole ajustée à minimum $+0,5$. Comme décrit au chapitre 5, cette définition provient de l'hypothèse de distribution gaussienne des probabilités en fonction de la masse hypothèse du quark top, sous-tendant la distribution de vraisemblance.

L'incertitude statistique peut aussi se définir comme la résolution de la distribution des masses reconstruites par la méthode sur N échantillons d'événements de statistique équivalente ; c'est sa définition première. Ainsi, si l'obtention de l'incertitude statistique par la distribution de vraisemblance est bien définie, la largeur de la distribution des masses reconstruites et l'erreur

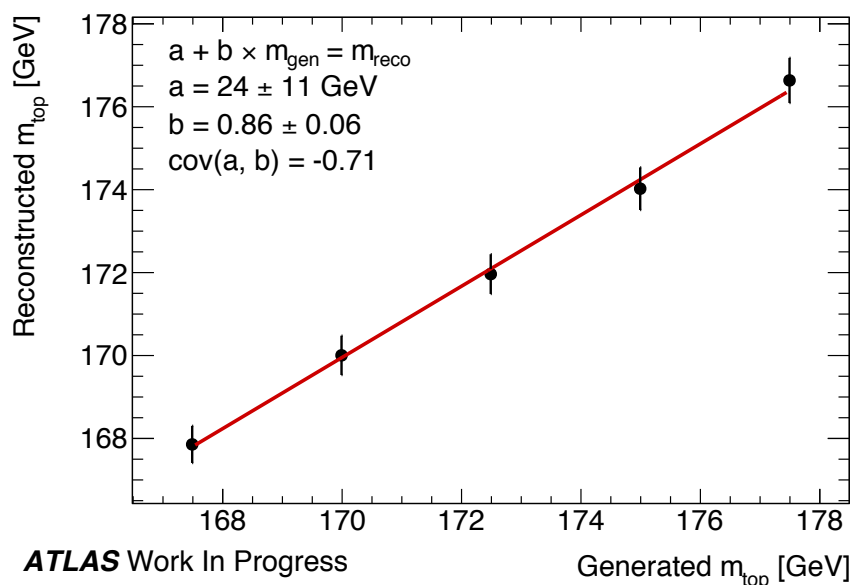


FIGURE 6.6: Masse retournée par l'estimateur en fonction de la masse du quark top dans l'ensemble de données. La droite rouge est ajustée aux points noir par une méthode de minimisation du χ^2 .

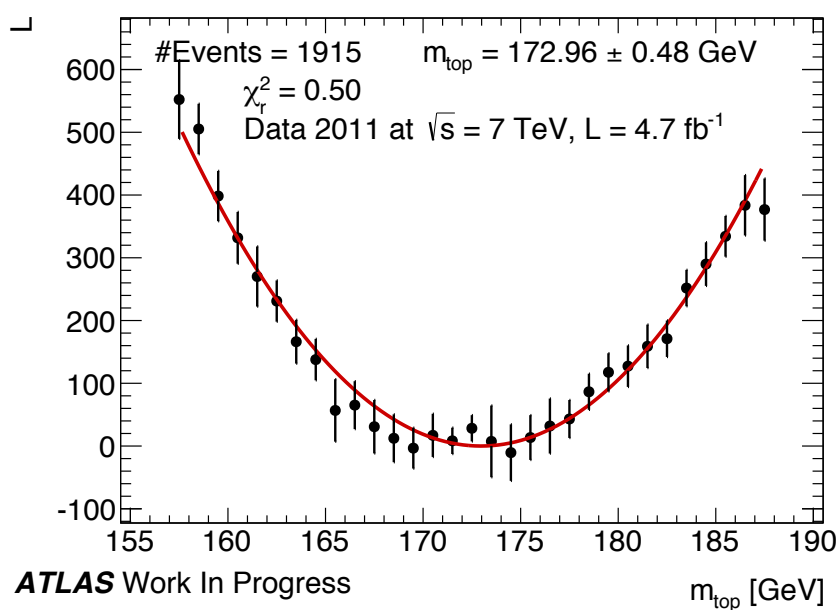


FIGURE 6.7: Distribution de vraisemblance en fonction de la masse hypothèse, pour l'ensemble des événements ATLAS 2011. La courbe rouge est un polynôme de second degré ajusté selon une minimisation du χ^2 .

statistique obtenue à partir d'une distribution de vraisemblance typique devrait être compatible.

6.2.1 Les événements partoniques

L'utilisation d'ensembles de données simulées par MADGRAPH permet dans un premier lieu de vérifier la bonne définition de l'incertitude statistique. Les événements MADGRAPH sont exactement les objets attendus par la méthode des éléments de matrice, il n'y a ni effet détecteur, ni effet de choix d'ordre de calcul, ce sont des événements purement partoniques générés au LO. De ce fait, il est attendu que les deux définitions de l'incertitude statistique conduisent au même résultat. Pour vérifier cela, il s'agit d'utiliser des pseudo-expériences pour construire une distribution de vraisemblance typique, ainsi que la distribution de masse reconstruite. La figure 6.8 montre une distribution de vraisemblance construite à partir d'une pseudo-expérience, ainsi que la masse mesurée par l'estimateur. Cette dernière est proche de la masse mesurée en exploitant l'ensemble complet de donnée pour construire une distribution de vraisemblance normalisée à la statistique souhaitée, tel que montrée figure 6.2. Les erreurs sur la valeur de la vraisemblance présentent néanmoins une variation plus importante que dans le cas figure 6.2, puisqu'elles sont construites à partir d'un sous-ensemble de la statistique disponible, ce qui est attendu.

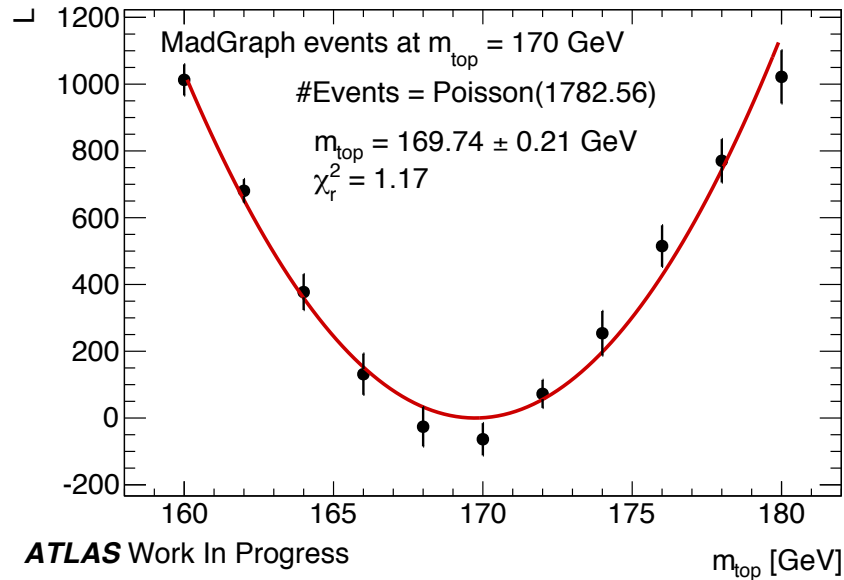


FIGURE 6.8: Distribution de vraisemblance en fonction de la masse hypothèse, pour N , tiré selon une distribution de POISSON, événements issus d'un ensemble de données simulées par MADGRAPH à une masse du quark top de 170 GeV. La courbe rouge est un polynôme de second degré ajusté selon une minimisation du χ^2 .

La figure 6.9 donne la distribution de masses reconstruites à partir de 1000 pseudo-expériences. Cette distribution est ajustée par une gaussienne dont la moyenne est 170,07 GeV et la largeur 0,21 GeV. Cette largeur correspond à la résolution de la méthode à une statistique de $\simeq 1800$ événements MADGRAPH à une masse du quark top générée à 170 GeV. Cela correspond aussi à l'erreur statistique fournie par la distribution de vraisemblance, comme le confirme la figure 6.10.

En effet, la figure 6.10 illustre la distribution de la variable *pull*. Cette dernière est le rapport de la différence entre la masse attendue et la masse mesurée par l'erreur statistique fournie par

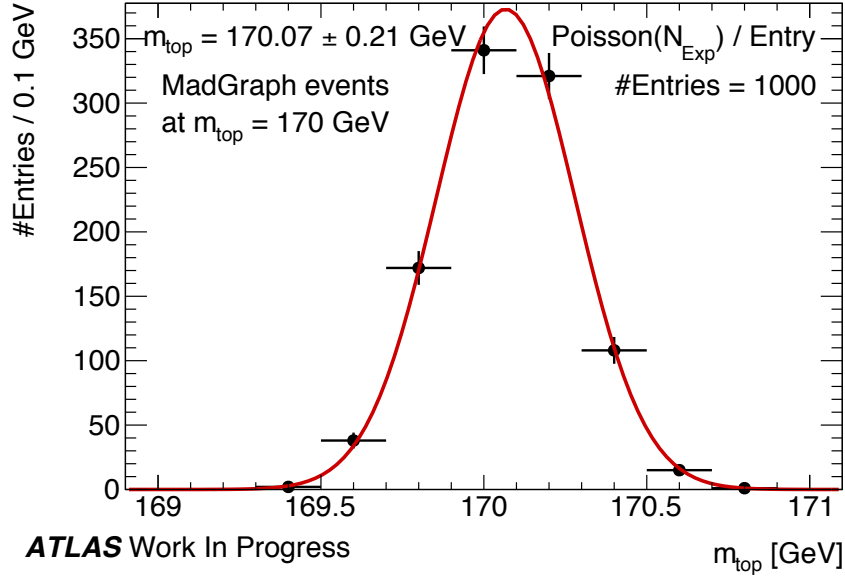


FIGURE 6.9: Distribution des masses mesurées sur 1000 pseudo-expériences issues d'un ensemble de données simulées par MADGRAPH à une masse du quark top de 170 GeV. La courbe rouge est une fonction gaussienne ajustée selon une minimisation du χ^2 .

la distribution de vraisemblance : $pull = \frac{m_{exp} - m_{min}}{\sigma_{mes}}$.

Par exemple, dans le cas de la figure 6.8, la variable de $pull$ vaudrait $\frac{170 - 169,74}{0,21} = 1,24$. La distribution de cette variable pour 1000 pseudo-expériences est ensuite ajustée par une fonction gaussienne, dont les meilleurs paramètres sont une moyenne de $-0,04 \pm 0,03$ et une largeur de $0,98 \pm 0,02$. La variable de $pull$ permet de transcrire la déviation de l'estimateur vis-à-vis de la valeur attendue en terme d'erreur statistique, ainsi que la capacité de l'erreur statistique à caractériser correctement le domaine de fluctuation de l'estimateur. Ainsi une moyenne compatible avec 0 signifie que l'estimateur fluctue autour de la valeur attendue sans déviation significative en terme d'incertitude statistique. La largeur de la distribution doit être de l'ordre de 1 si l'incertitude statistique est bien définie : si 68% des pseudo-expériences ont une variable de $pull$ absolument inférieure à 1, alors l'incertitude statistique de chaque pseudo-expérience correspond bien à une déviation standard ; l'incertitude statistique telle qu'extraite de la distribution de vraisemblance est intrinsèquement bien définie.

6.2.2 Les événements reconstruits

Les événements simulés par MADGRAPH ont une incertitude statistique bien définie, c'est un résultat attendu puisque ces événements sont parfaitement partoniques, et donc correspondent à un ensemble parfaitement adapté à la méthode des éléments de matrice. Néanmoins les données MADGRAPH ne représentent pas les véritables données physiques détectées par ATLAS, ces dernières sont mieux modélisées par des événements simulés POWHEG+PYTHIA. Il a été montré, sous-section 6.1.2, que l'estimateur de la méthode des éléments de matrice permet de mesurer la masse du quark top dans l'échantillon de données physiques à condition d'employer un étalonnage construit à partir des événements POWHEG+PYTHIA. Néanmoins les effets

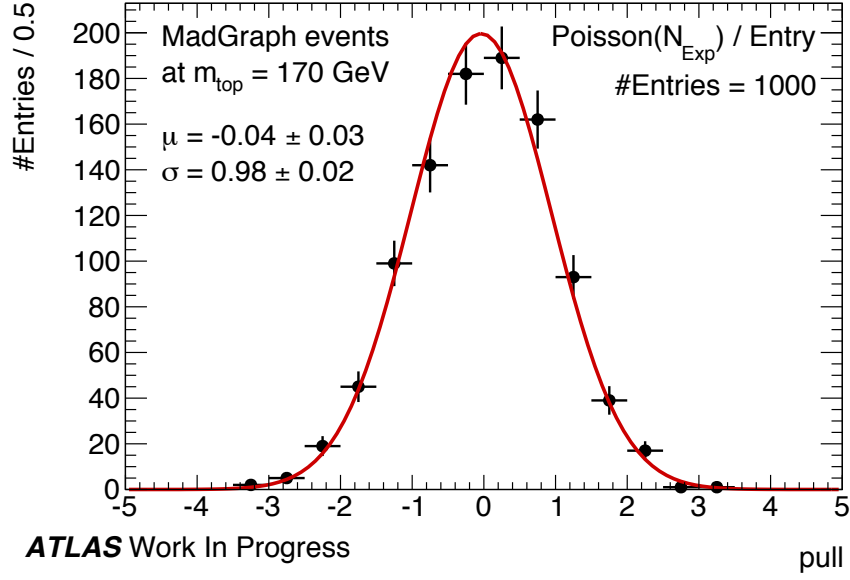


FIGURE 6.10: Distribution du rapport de la différence entre la masse attendue et la masse mesurée par l'erreur statistique, pour 1000 pseudo-expériences issues d'un ensemble de données simulées par MADGRAPH à une masse du quark top de 170 GeV. La courbe rouge est une fonction gaussienne ajustée selon une minimisation du χ^2 .

détecteurs, même s'ils sont compensés par les fonctions de transferts, ainsi que la différence entre l'ordre auquel sont générés ces événements (NLO) et l'ordre employé dans MADGRAPH (LO) peuvent conduire à une mauvaise détermination de l'incertitude statistique à partir de la distribution de vraisemblance.

Il est possible d'appliquer un simple effet détecteur aux données MADGRAPH pour en observer l'influence sur la définition de l'incertitude statistique. Ce simple effet détecteur correspond à l'application de l'inverse des fonctions de transfert sur les quarks b des événements MADGRAPH. Il est alors possible de traiter ces événements par la méthode des éléments de matrice, en négligeant toutefois l'usage de fonction de transfert, comme si ces événements étaient parfaitement partoniques. La distribution de *pull* qui en est construite est présentée en figure 6.11. La largeur de cette distribution après ajustement par une fonction gaussienne est de $2,00 \pm 0,05$, démontrant que l'incertitude statistique issue de la distribution de vraisemblance est désormais clairement sous-estimée d'un facteur 2.

La figure 6.12 présente cette fois-ci le cas d'un ensemble de données MADGRAPH soumis au simple effet détecteur, mais traité par la méthode des éléments de matrice avec l'usage de fonctions de transfert, censée compenser l'effet détecteur. Après ajustement par une gaussienne, la largeur est de $1,15 \pm 0,03$, montrant que l'incertitude statistique issue de la distribution de vraisemblance est 15% trop petite. L'usage de fonctions de transfert dans le calcul de la méthode des éléments de matrice permet néanmoins de réduire cette sous-estimation, resserrant l'intervalle de fluctuation des masses reconstruites.

La méthode des éléments de matrice avec MADWEIGHT emploie un générateur LO d'élément de matrice. Les événements simulés représentant les données physiques sont calculés au NLO. Cette différence entre l'ordre de simulation et l'ordre de traitement peut entraîner une

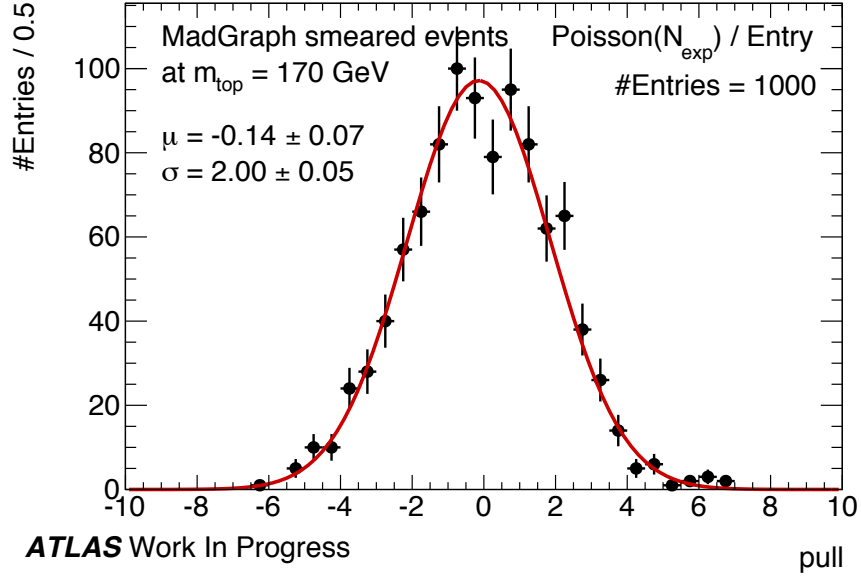


FIGURE 6.11: Distribution du rapport de la différence entre la masse attendue et la masse mesurée par l'erreur statistique, pour 1000 pseudo-expériences issues d'un ensemble de données MADGRAPH soumis à un effet détecteur. La courbe rouge est une fonction gaussienne ajustée selon une minimisation du χ^2 .

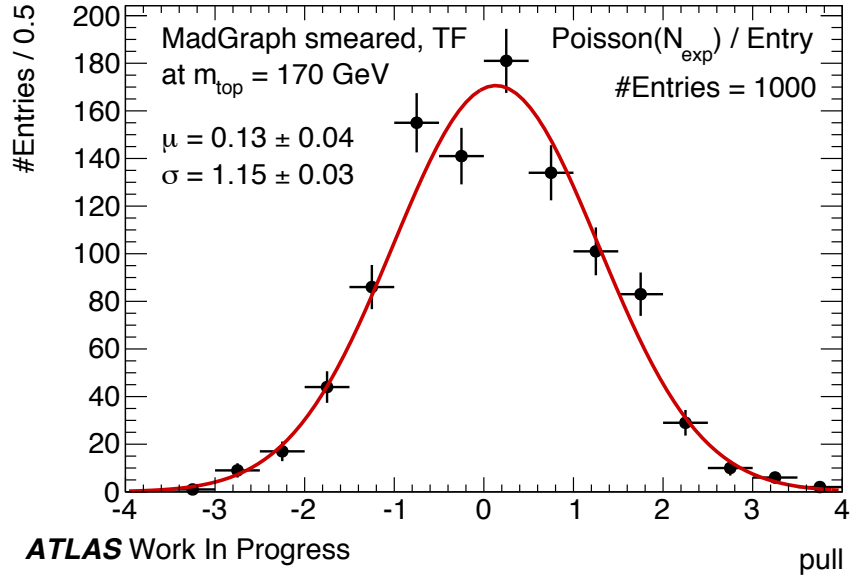


FIGURE 6.12: Distribution du rapport de la différence entre la masse attendue et la masse mesurée par l'erreur statistique, pour 1000 pseudo-expériences issues d'un ensemble de données MADGRAPH soumis à un effet détecteur, traités avec usage de fonction de transfert. La courbe rouge est une fonction gaussienne ajustée selon une minimisation du χ^2 .

mauvaise définition de l'incertitude systématique issue de la distribution de vraisemblance. Pour quantifier cet effet, il est utilisé un ensemble de données POWHEG+PYTHIA dont la cinéma-

tique est prise au niveau partonique. Ces événements sont bien des événements proton-proton donnant une paire $t\bar{t}$ qui se désintègre dans le canal dileptonique électron-muon. Ces événements contiennent un effet NLO qui ne peut être supprimé : l'existence d'une impulsion transverse non nulle pour la paire $t\bar{t}$. La radiation chromodynamique à l'état final peut être supprimée dans cet échantillon d'événements en définissant bien les objets partoniques : par exemple les quarks b de l'événements sont choisis dès la désintégration du quark top, et bien avant qu'ils n'émettent un gluon. La figure 6.13 montre la distribution de $pull$ liée à ces événements, traités comme des événements partoniques purs par la méthode éléments de matrice, sans usage de fonctions de transfert par exemple. La largeur est de $1,26 \pm 0,03$, montrant que la présence d'un phénomène NLO non pris en compte par le générateur d'élément de matrice de la méthode conduit à sous-estimer de 26% l'erreur statistique.

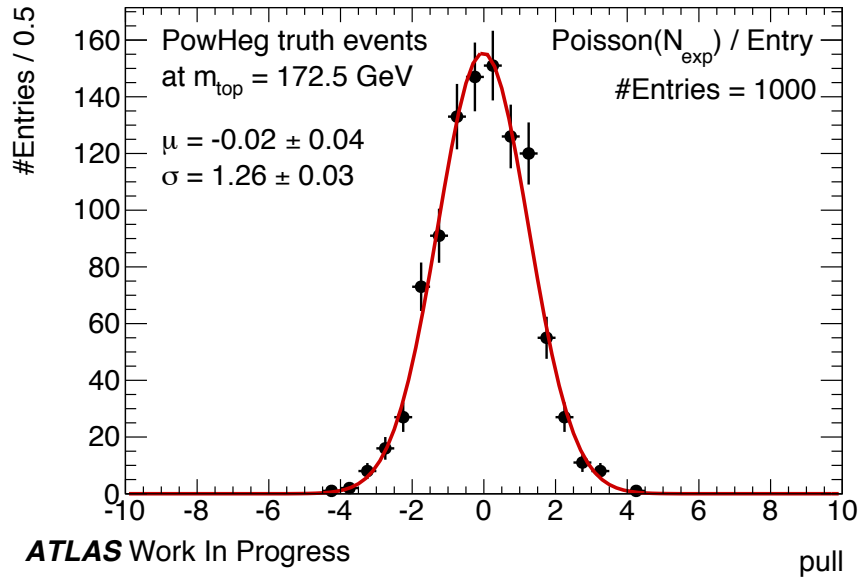


FIGURE 6.13: Distribution du rapport de la différence entre la masse attendue et la masse mesurée par l'erreur statistique, pour 1000 pseudo-expériences issues d'un ensemble de données POWHEG+PYTHIA choisi au niveau partonique. La courbe rouge est une fonction gaussienne ajustée selon une minimisation du χ^2 .

La figure 6.14 présente la distribution de $pull$ issue de l'ensemble de données simulées nominal, traité par la méthode des éléments de matrice avec usage des fonctions de transfert. Celle-ci possède une largeur de $1,29 \pm 0,03$, montrant que l'erreur statistique est sous-estimée de 29% dans l'ensemble nominal. Cet effet est compris comme la différence d'ordre de simulation et d'ordre de traitement par la méthode des éléments de matrice.

La figure 6.15 présente la même distribution pour d'autres ensembles générés avec les simulateurs NLO POWHEG associé à JIMMY et MC@NLO associé à JIMMY. Traités de la même façon par la méthode des éléments de matrice, ils donnent un résultat équivalent à la figure 6.14, confirmant la stabilité de la sous-estimation de l'incertitude statistique.

Cette sous-estimation peut être évaluée pour diverses masses du quark top, conduisant à la possibilité d'appliquer une correction à l'erreur statistique issue de la distribution de vrai-

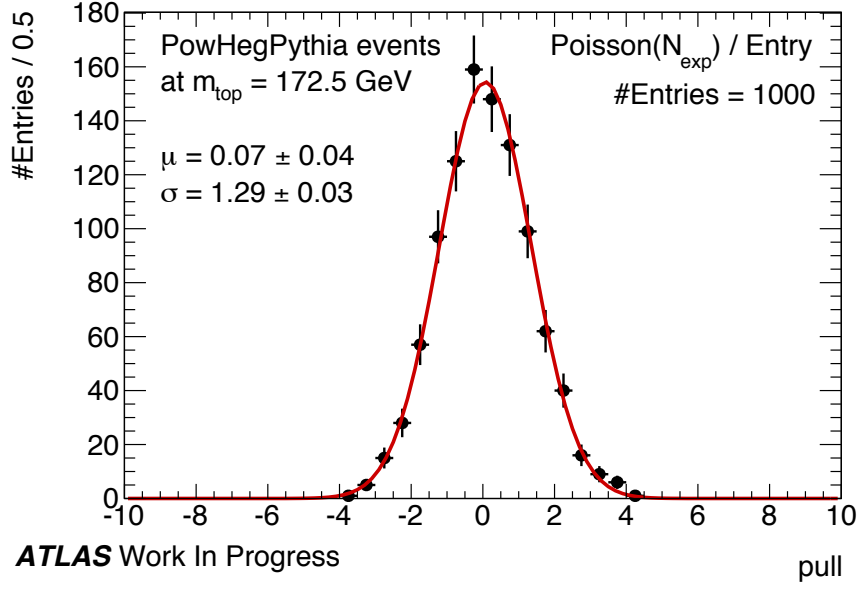


FIGURE 6.14: Distribution du rapport de la différence entre la masse attendue et la masse mesurée par l'erreur statistique, pour 1000 pseudo-expériences issues d'un ensemble de données POWHEG+PYTHIA reconstruit comme les données physiques. La courbe rouge est une fonction gaussienne ajustée selon une minimisation du χ^2 .

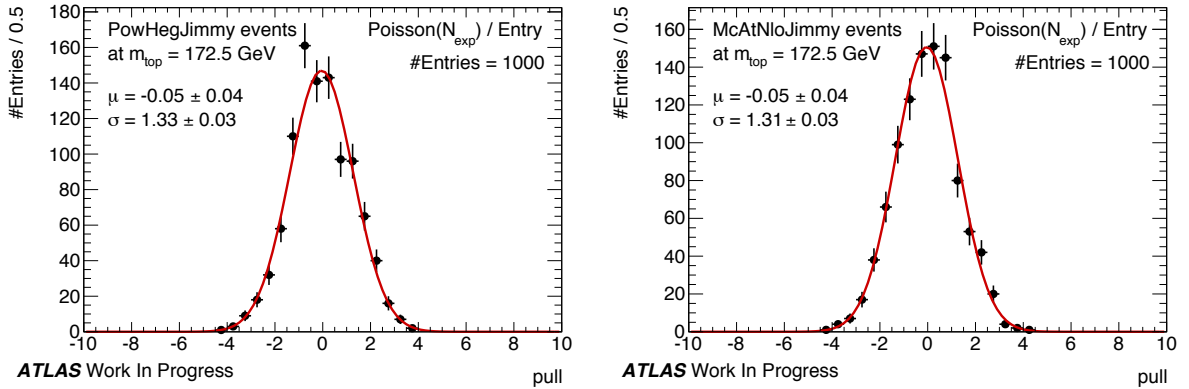


FIGURE 6.15: Distribution du rapport de la différence entre la masse attendue et la masse mesurée par l'erreur statistique, pour 1000 pseudo-expériences issues d'ensembles de données POWHEG+JIMMY (gauche) et MC@NLO+JIMMY (droite) reconstruits comme les données physiques. La courbe rouge est une fonction gaussienne ajustée selon une minimisation du χ^2 .

semblance, la rendant compatible avec la largeur de la distribution de masse reconstruite et donc lui redonnant bien son caractère de résolution statistique. Le facteur correctif est présenté figure 6.16. La nature de la construction aléatoire des pseudo-expériences conduit à de petites différences de largeur à chaque réalisation des distributions de *pull* pour un ensemble défini d'événements. Ces petites différences sont compatibles entre elles dans l'erreur citée associée à la largeur. Prendre la moyenne sur plusieurs points de masse permet de rendre le facteur correctif moins sensible à ces petites variations. Il est déterminé à chaque exécution du logiciel d'analyse. La figure 6.16 montre les largeurs de *pull* après correction par un facteur plat de l'erreur

Conditions	μ	σ
MADGRAPH	$-0,04 \pm 0,03$	$0,98 \pm 0,02$
MADGRAPH détecteur	$-0,14 \pm 0,07$	$2,00 \pm 0,05$
MADGRAPH détecteur et TF	$0,13 \pm 0,04$	$1,15 \pm 0,03$
POWHEG+PYTHIA parton	$-0,02 \pm 0,04$	$1,26 \pm 0,03$
POWHEG+PYTHIA	$0,07 \pm 0,04$	$1,29 \pm 0,03$
POWHEG+JIMMY	$-0,05 \pm 0,04$	$1,33 \pm 0,03$
MC@NLO+JIMMY	$-0,05 \pm 0,04$	$1,31 \pm 0,03$

TABLE 6.2: Valeurs du biais de la méthode ainsi que de la cohérence de l'erreur statistique sous différentes conditions de simulations. Il existe un biais pour les événements « MADGRAPH détecteur » et « MADGRAPH détecteur et TF » qui provient de l'utilisation de la fonction d'étalonnage dédié aux événements MADGRAPH pour calibrer la valeur mesurée. L'idéal aurait été d'utiliser une fonction d'étalonnage dédiée, mais demande un temps de calcul important pour un résultat illustratoire.

statistique issue de la distribution de vraisemblance. Par définition, ces largeurs sont proches de 1. Après correction, l'erreur statistique est bien cohérente avec la résolution de la méthode. Appliqué aux données physiques, cela conduit à une incertitude statistique de 0,70 GeV.

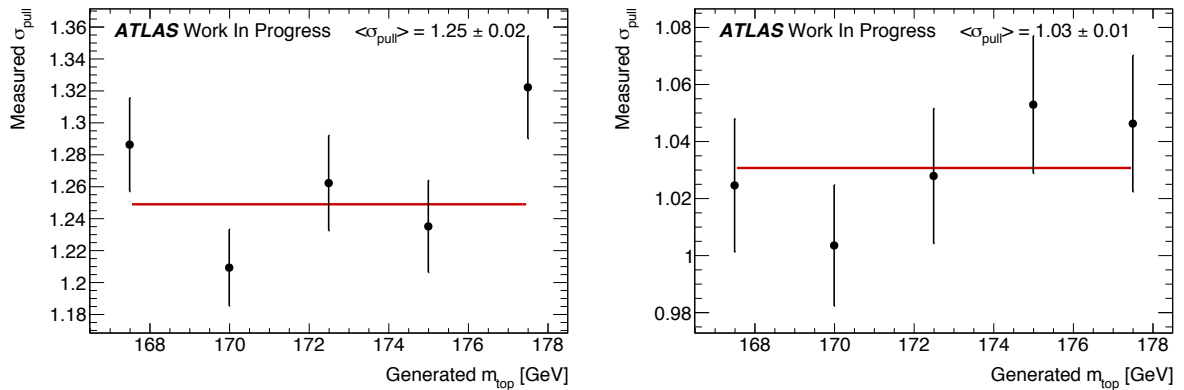


FIGURE 6.16: Largeur des distributions du rapport de la différence entre la masse attendue et la masse mesurée par l'erreur statistique (corrigée à droite), pour 1000 pseudo-expériences chacune issues des ensembles de données POWHEG+PYTHIA générés à diverses masses et reconstruits comme les données physiques. La droite rouge est ajustée selon une minimisation du χ^2 .

Après étalonnage de la valeur centrale et de l'erreur statistique, la mesure sur les données physique 2011 donne :

$$m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,70 \text{ (stat.) GeV}$$

6.3 Les études complémentaires

6.3.1 L'influence de la prescription d'ajustement sur la mesure

Comme abordé brièvement au début de ce chapitre, il existe un degré de liberté dans l'ajustement de la distribution de vraisemblance : la sélection de l'intervalle d'ajustement. L'hypothèse au sujet de la distribution de vraisemblance est que celle-ci est une parabole autour du minimum, la distribution de probabilité la sous-tendant étant supposée gaussienne autour du maximum de probabilité. Pour évaluer la prescription d'ajustement, une étude a été menée en limitant l'intervalle de masse autour du minimum sur lequel est effectué l'ajustement. La figure 6.17 présente une distribution de vraisemblance ajustée sur une fenêtre minimum ± 5 GeV, la masse citée est celle mesurée à partir de cette distribution après étalonnage et correction de l'erreur statistique. On constate que l'erreur statistique est plus importante que pour l'ajustement global : 1,05 GeV pour l'ajustement sur fenêtre réduite contre 0,73 GeV pour l'ajustement global. Ceci se confirme sur la figure 6.18 où sont comparées les distributions de masses reconstruites pour un ajustement sur l'ensemble des masses hypothèses et un ajustement sur une fenêtre minimum ± 5 GeV. L'ajustement sur l'ensemble des masses hypothèses conduit à une résolution statistique de 0,74 GeV tandis qu'elle est de 1,01 GeV pour une fenêtre de ± 5 GeV. Afin de minimiser l'incertitude statistique, l'ajustement sur l'ensemble des masses hypothèses est utilisé.

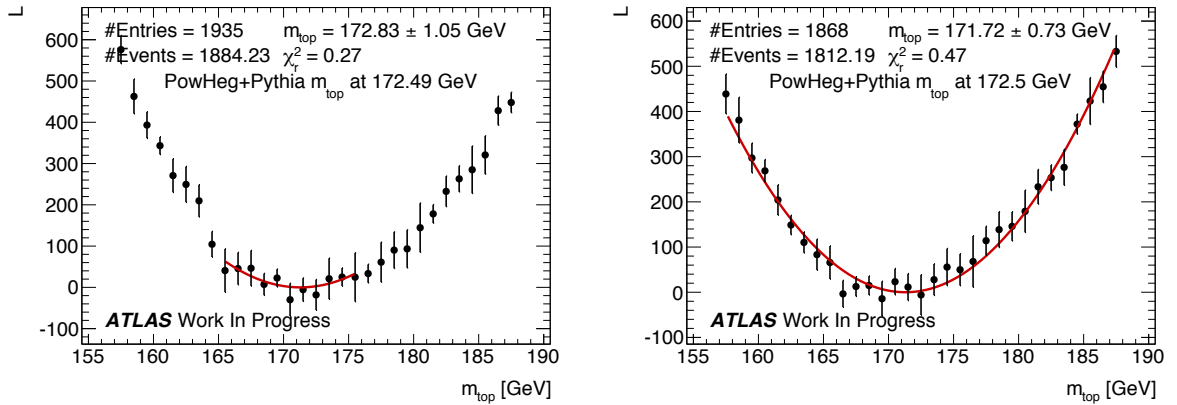


FIGURE 6.17: Distributions de vraisemblance en fonction de la masse hypothèse, pour des événements POWHEG+PYTHIA. La courbe rouge est un polynôme de second degré ajusté selon une minimisation du χ^2 sur un intervalle de ± 5 GeV autour du minimum à gauche et globalement à droite.

6.3.2 L'influence de l'erreur sur la vraisemblance

La probabilité $P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$ pour un événement et une hypothèse de masse du quark top est calculée par MadWeight à une certaine erreur numérique près. Celle-ci provient du fait que MadWeight procède par intégration numérique, qui est un processus itératif défini à une précision ϵ : si la différence de résultat entre deux itérations est inférieure à ϵ alors le processus s'arrête. MadWeight donne alors à l'utilisateur les informations de valeur de $P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$, ainsi que l'erreur associée. Ces deux informations permettent de construire la distribution de vraisemblance. Pour procéder à l'intégration numérique, MadWeight utilise une graine aléatoire définie temporellement : deux calculs identiques donnent des résultats différents à différents instants.

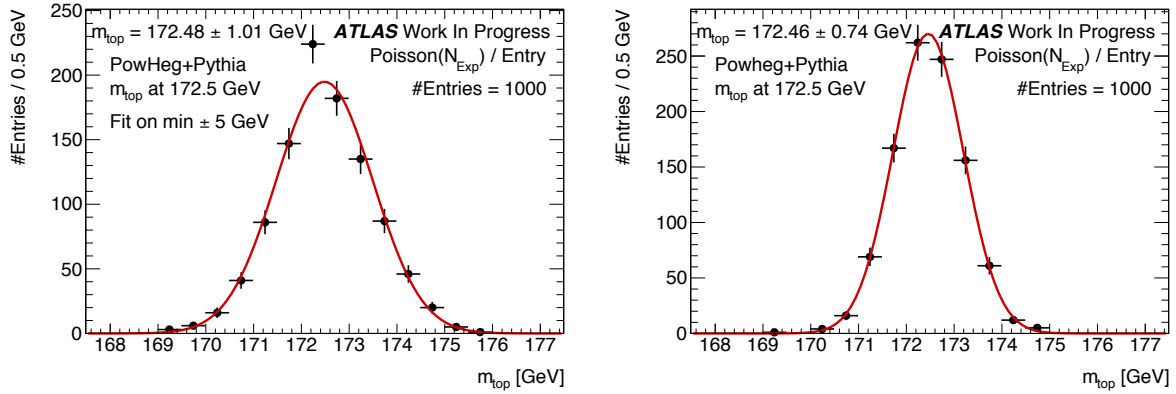


FIGURE 6.18: Distribution des masses mesurées sur 1000 pseudo-expériences issues d’un ensemble de données simulées par POWHEG+PYTHIA à une masse du quark top de 172,5 GeV. Les courbes rouge sont des fonctions gaussiennes ajustées selon une minimisation du χ^2 . À gauche, les distributions de vraisemblances sont ajustées sur un fenêtré minimum ± 5 GeV. À droite, les distributions de vraisemblance sont ajustées sur l’ensemble des masses hypothèses.

Ces deux résultats sont néanmoins compatibles entre eux, du fait de leurs erreurs associées. L’effet n’est pourtant pas négligeable puisqu’il rend différents deux distributions de vraisemblance supposées identiques.

Pour évaluer cet effet, une distribution de vraisemblance issue de l’ensemble nominal de données simulées est réalisée, les probabilités y sont variées selon une gaussienne dont la probabilité est la moyenne et l’erreur sur la probabilité la largeur. Une masse est mesurée suite à la variation. Le même processus est répété mille fois. La largeur de la distribution des masses reconstruites donne alors l’idée de l’erreur associée à la variation temporelle de la graine aléatoire. Cet effet est important à prendre en compte quand il s’agit de comparer deux ensembles de données de même origine calculés à des temps différents. La figure 6.19 représente la distribution de masses reconstruites dont la masse mesurée nominale est soustraite. L’effet est en moyenne de 0,02 GeV. C’est un effet en absolu négligeable, mais qui nécessite d’être pris en compte puisque la comparaison d’ensemble de données simulées de cinématique comparable est la base de l’évaluation des incertitudes systématiques présentée au chapitre 7. Pour cela, cet effet est soustrait quadratiquement de chaque différence entre deux ensembles d’origine commune mais évalué à des temps différents.

6.3.3 L’influence du choix de modélisation de la section efficace théorique

La probabilité $P_{\text{evt}}(m_{\text{top}} | \mathbf{p})$ est la somme de sections efficaces différentielles normalisées par des sections efficaces totales. Ces dernières sont calculées à partir des prédictions théoriques des sections efficaces totales des processus d’intérêt (proton-proton en paire $t\bar{t}$ vers le canal dileptonique électron-muon, proton-proton en production associée Wt en désintégrations leptoniques) pour différentes valeurs de la masse du quark top, ce procédé est explicité au chapitre 5. Les sections efficaces utilisées de façon standard au cours de ce travail de thèse sont issues de calculs au NNLO-NLL, un autre choix de sections efficaces est possible : celles calculées par MADGRAPH au LO. Le procédé est alors le même : les sections efficaces totales sont évaluées au LO par MADGRAPH pour différentes masse du quark top, un ajustement en est fait pour pouvoir

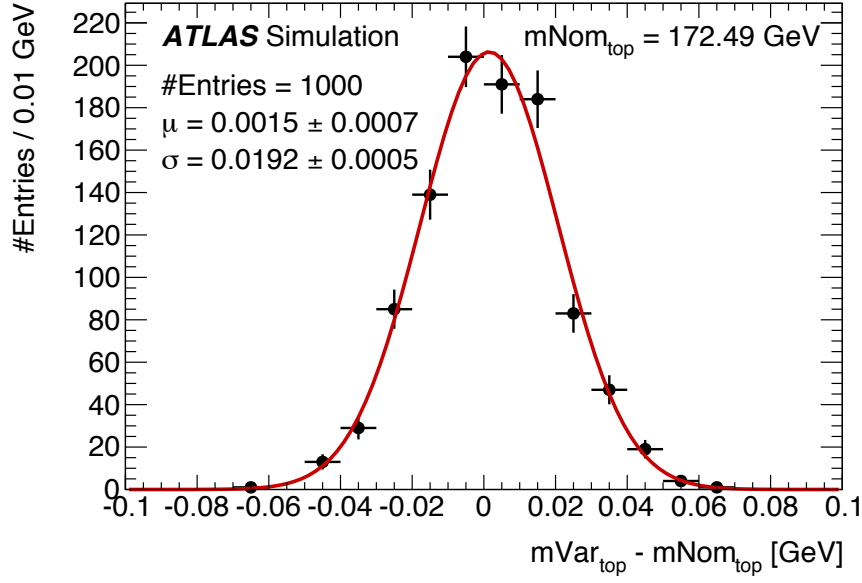


FIGURE 6.19: Distribution de la différence entre la masse reconstruite pour une variation des vraisemblance avec la masse mesurée nominale. La courbe rouge est l'ajustement d'une fonction gaussienne à la distribution suivant une méthode de minimisation du χ^2 .

évaluer la section efficace totale à toute masse du quark top. La figure 6.20 montre la section efficace totale LO en fonction de la masse du quark top du processus $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$. La figure 6.21 présente les deux types de sections efficaces, ainsi que leur rapport. L'avantage d'utiliser une section efficace calculée au LO pourrait résider dans le fait que le même générateur d'élément de matrice est alors utilisé pour calculer les sections efficaces différentielles et la section normalisatrice. La normalisation ne correspond plus à la cinématique étudiée mais correspond désormais au modèle utilisé pour calculer l'estimateur. Au contraire, l'usage d'une section efficace NNLO-NNLL fait correspondre la normalisation et la cinématique des événements étudiés, et sépare normalisation et modèle de l'estimateur. En termes techniques, la seule véritable différence qui compte entre les deux types de sections efficaces est la différence de forme. Si les deux types de sections efficaces diffèrent en valeur absolue par un simple facteur numérique constant, alors les distributions de vraisemblance sont équivalentes. La figure 6.21 montre que les formes des deux sections efficaces sont proches. Il est alors attendu que la différence entre les deux procédures soient minimales.

Une fois le changement de choix de section efficace réalisé, l'ensemble de la chaîne d'étalonnage est fait. Il en résulte les graphiques présentés figure 6.22 : la courbe d'étalonnage de la valeur centrale et le facteur correctif de l'incertitude statistique. Le comportement de l'étalonnage ne change pas avec la section efficace MADGRAPH, la relation $(16 \pm 11) + (0,91 \pm 0,06) \times m_{\text{gen}} = m_{\text{reco}}$ est compatible avec $(24 \pm 11) + (0,86 \pm 0,06) \times m_{\text{gen}} = m_{\text{reco}}$ (étalonnage issu de la normalisation NNLO-NNLL).

La figure 6.23 montre les distributions de vraisemblance pour les données physiques pour les deux choix de normalisation. La normalisation NNLL-NNLO conduit à une masse du quark top mesurée, après étalonnage de la valeur centrale et de l'incertitude statistique, de $m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,70$ (stat.) GeV ; la normalisation MADGRAPH conduit à une masse du quark top

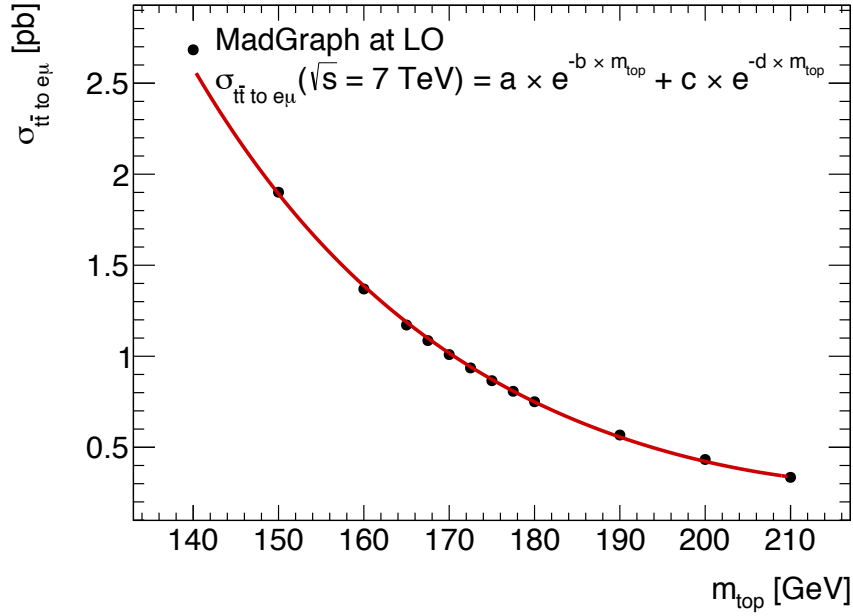


FIGURE 6.20: Section efficace différentielle du processus $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$ à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV en fonction de la masse du quark top, telle que calculée par MADGRAPH au LO. La courbe rouge est l’ajustement de deux fonctions exponentielles.

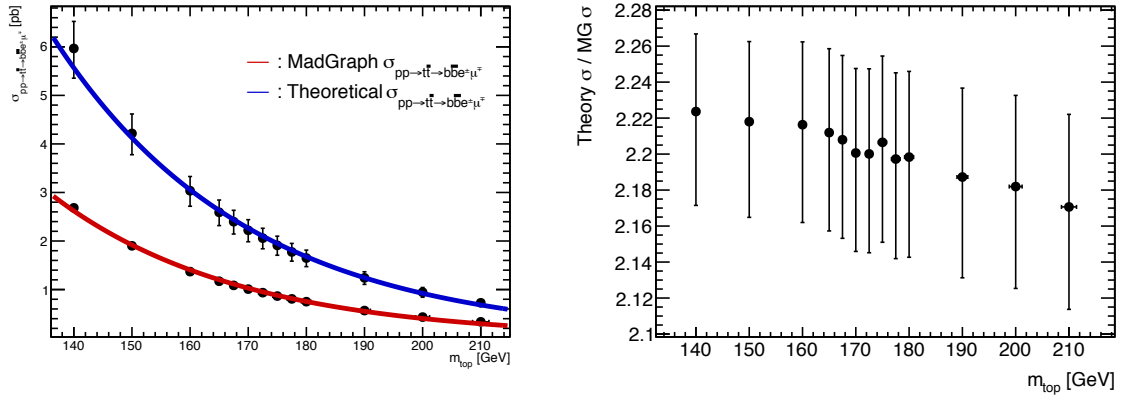


FIGURE 6.21: À gauche : section efficace différentielle du processus $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu$ à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV en fonction de la masse du quark top, telle que calculée au NNLO-NNLL (en bleu) et par MADGRAPH au LO (en rouge). Les courbes colorées sont l’ajustement de deux fonctions exponentielles.

À droite : rapport entre les sections efficaces.

mesurée de $m_{\text{top}} = 173,68 \pm 0,70$ (stat.) GeV. La différence entre les deux modèles de normalisation est négligeable et n’est pas considérée parmi les erreurs systématiques. La normalisation NNLL-NNLO est celle choisie pour l’analyse.

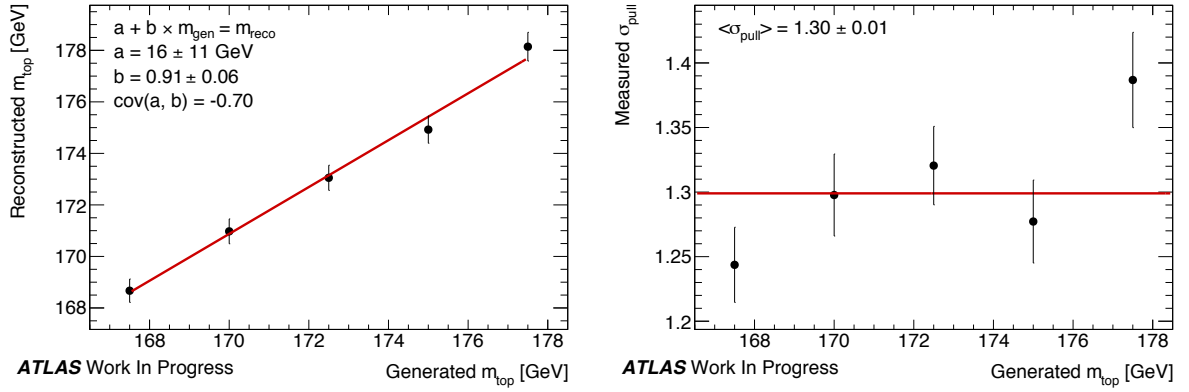


FIGURE 6.22: À gauche : courbe d'étalonnage de la valeur centrale issue du choix de normalisation MADGRAPH LO.

À droite : facteur constant de correction de l'incertitude statistique issue du choix de normalisation MADGRAPH LO.

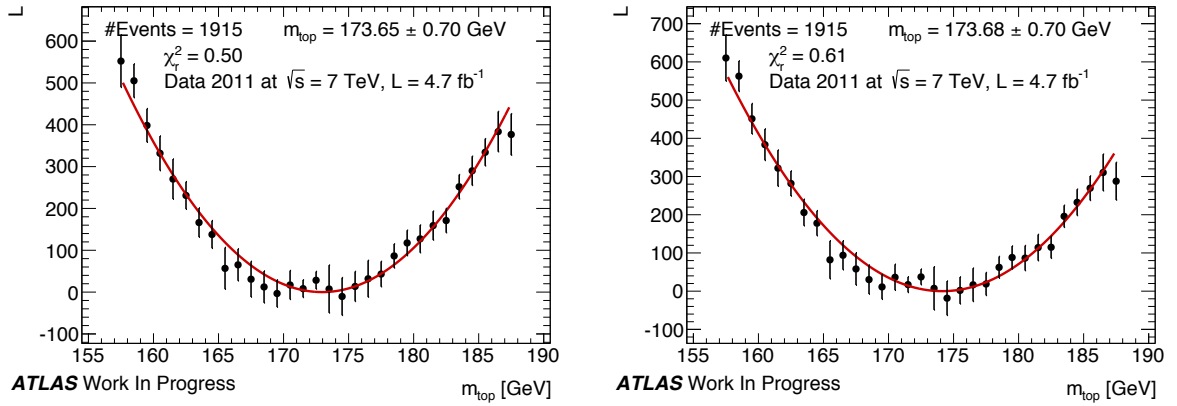


FIGURE 6.23: À gauche : distribution de vraisemblance pour une normalisation NNLL-NNLO. À droite : distribution de vraisemblance pour une normalisation MADGRAPH LO.

6.3.4 L'influence du nombre d'événements sur la mesure

Par définition, la mesure et son erreur dépend de la statistique utilisée. En utilisant des pseudo-expériences, il est possible d'étudier le comportement de la mesure avec le nombre d'événements dans la distribution de vraisemblance. Pour chaque nombre d'événements étudiés, 100 pseudo-expériences sont réalisées, la moyenne de la valeur centrale, la moyenne de l'erreur et la dispersion de l'erreur sont utilisées figure 6.24. La moyenne de la mesure est stable à travers la statistique et la moyenne de l'erreur évolue en $\frac{\text{constante}}{\sqrt{N}}$, ce qui correspond aux attentes.

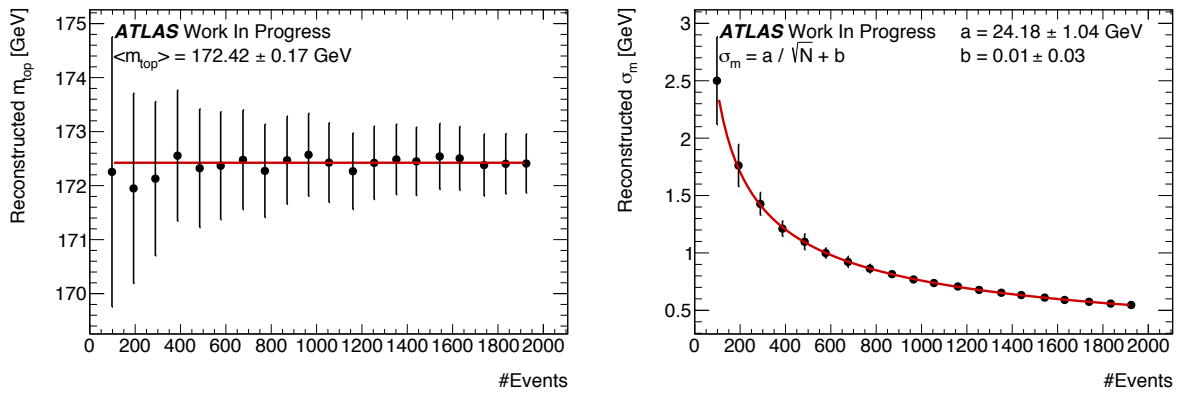


FIGURE 6.24: À gauche : moyenne de la valeur centrale et moyenne de l'erreur en fonction du nombre d'événements par distribution de vraisemblance.
 À droite : moyenne de l'erreur statistique et sa dispersion en fonction du nombre d'événements par distribution de vraisemblance.

Chapitre 7

La mesure de la masse du quark top sur les données 2011 du détecteur ATLAS

Sommaire

7.1	La distribution de vraisemblance	128
7.2	Les incertitudes systématiques	128
7.3	Le choix de la prescription de symétrisation des incertitudes systématiques	133
7.4	Les études de la signification statistique des incertitudes systématiques	134
7.5	La mesure de la masse du quark top par la méthode des éléments de matrice	135
7.6	Les mesures de la masse du quark top	136
7.6.1	Au sein d'ATLAS	136
7.6.2	La combinaison mondiale	138
7.6.3	La méthode des éléments de matrice au Tevatron	139

Après avoir étalonné la méthode et vérifié que l'incertitude statistique est bien évaluée, il reste à estimer les incertitudes systématiques. Une mesure complète de la masse du quark top avec la méthode développée dans cette thèse est présentée avec l'ensemble des données enregistrées en 2011 par le détecteur ATLAS. La majorité des incertitudes systématiques est évaluée à partir de simulations MONTE CARLO ; un ensemble de données peut être produit avec des jets systématiquement reconstruits à plus haute énergie pour mesurer la sensibilité de l'analyse à l'incertitude sur l'énergie des jets par exemple. Deux méthodes coexistent pour comparer les ensembles nominaux aux ensembles variés : faire la différence entre les minimums de deux distributions de vraisemblance contenant chacune l'ensemble de la statistique de leurs données respectives ; ou procéder à un grand nombre de pseudo-expériences. Le choix de l'une ou de l'autre de ces méthodes dépend du type d'incertitude systématique : si l'ensemble nominal et l'ensemble varié sont corrélés statistiquement, parce qu'ils contiennent des événements identiques à la variation près, alors la deuxième méthode est préférée. Dans le cas où deux ensembles sont d'origine différentes, générateurs différents par exemple, la première méthode est choisie.

Ce chapitre rappelle brièvement la construction d’une distribution de vraisemblance représentant les données 2011 à partir d’ensembles simulés. Il s’attache ensuite à décrire les différentes incertitudes systématiques et à les évaluer selon la prescription standard. Une partie est ensuite consacrée à proposer une évaluation alternative des erreurs systématiques selon deux autres prescriptions. L’ensemble des résultats obtenus est décrit. La valeur de la masse du quark top et les erreurs associées sont finalement présentées et comparés aux autres mesures existantes.

7.1 La distribution de vraisemblance

La distribution de vraisemblance construite à partir des 1946 événements observés contient des événements de type signal, processus $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$, et de type bruit de fond, uniquement le processus $Wt \rightarrow b\bar{b} e\mu \nu_e \nu_\mu$. Le nombre d’événements attendus pour le signal et le bruit de fond est estimé à partir des simulations, voir chapitre 4. Il est attendu ~ 1783 d’événements signal et ~ 50 d’événements bruit de fond, le total étant compatible avec le nombre d’événements observés dans les incertitudes statistiques. Les ensembles de données MONTE CARLO de processus différents correspondent à des luminosités différentes, pour des sections efficaces différentes ; ces paramètres doivent être pris en compte lors de la construction d’une distribution de vraisemblance.

7.2 Les incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sont évaluées en comparant la masse mesurée depuis un ensemble nominal d’événements à celle mesurée depuis un ensemble d’événements produits en faisant varier l’influence de la source de systématique étudiée. Cette étude se base exclusivement sur l’analyse de données MONTE CARLO. La majorité des sources systématiques présentées ici sont implicitement associée à une fonction de densité de probabilité, le cas nominal étant la moyenne. Il est alors possible resimuler l’événement en changeant cet effet d’une déviation standard. D’autres cas font appel à des conventions d’estimation d’incertitude, qui passent par une variation arbitraire mais conventionnelle d’un paramètre de la simulation : les incertitudes d’échelle de renormalisation sont évaluées en comparant les cas d’une échelle multipliée par deux et divisée par deux.

La masse mesurée depuis l’ensemble varié est comparée à celle issue de l’ensemble nominal, la différence est utilisée pour estimer l’erreur systématique correspondante. Les ensembles de données MONTE CARLO exploités pour analyser l’influence des systématiques correspond à une luminosité intégrée d’environ 100 fb^{-1} , soit une statistique 20 fois supérieure aux données à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ acquises sur l’année 2011. La distribution de vraisemblance construite à partir d’un ensemble MONTE CARLO est normalisée à la luminosité des données 2011. La plupart des incertitudes systématiques sont étudiées à partir d’un ensemble de données MONTE CARLO commun, seul le paramètre d’intérêt changeant pour fournir l’ensemble de données variés. Ainsi les valeurs de la masse mesurée pour l’ensemble nominal et les ensembles variés sont hautement corrélées. La différence est néanmoins citée comme l’incertitude systématique, même si cette différence est inférieure à la précision statistique. L’incertitude systématique totale est la somme quadratique des composantes, négligeant ainsi les possibles corrélations. La prescription générale de symétrisation de la composante systématique est la suivante : si les excursions des ensembles variés sont

opposées, alors la systématique est la moitié de la différence entre les deux variées, sinon c'est l'excursion la plus grande. La suite s'attache à décrire les différentes incertitudes systématiques. Le tableau 7.1 en fin de chapitre récapitule l'ensemble des valeurs symétrisées des incertitudes systématiques.

Luminosité :

L'incertitude relative sur la luminosité acquise par le détecteur ATLAS est de 1,8%. L'évaluation de cette source d'incertitude systématique se réalise à partir de trois distributions de vraisemblance issues de l'ensemble nominal de données MONTE CARLO. Ce dernier représente environ 100 fb^{-1} de données, les distributions de vraisemblance qui en sont issues sont donc normalisées à la luminosité des données 2011, c'est à dire $4,67 \text{ fb}^{-1}$. Pour évaluer l'influence de l'incertitude sur la luminosité, une des distributions de vraisemblance est normalisée à $1,018 \times 4,67 \text{ fb}^{-1}$, une autre à $0,982 \times 4,67 \text{ fb}^{-1}$. La différence de masse mesurée entre les trois distributions de vraisemblance produites, nominale, variation haute, variation basse, permet de quantifier l'incertitude sur la masse due à l'incertitude sur la luminosité. Les différences de normalisation étant globales, les trois distributions de vraisemblances ainsi produites possèdent la même forme et donc réagissent de la même façon à l'ajustement par une parabole. Le minimum ne change pas, seule la demi-largeur à minimum $+\frac{1}{2}$ de la parabole est influencée. Il est ainsi attendu que la différence soit nulle, et c'est ce qui est mesuré.

Normalisation du signal :

Le lot de données final est composé d'événements signal et d'événements de bruit de fond. Les événements de type signal sont des événements de production de paires $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal dileptonique électron-muon. La section efficace théorique de ce processus est connue à une incertitude près : $177,31^{+10,10}_{-10,82} \text{ pb}$.

Un ensemble de données MONTE CARLO est associé à une section efficace σ_{MC} , calculée par le générateur MONTE CARLO lors de la production des événements, et à un facteur k , servant à amener cette section efficace à celle calculée théoriquement. Cette dernière est calculée au NNLO-NNLL, alors que celle associée à l'ensemble de données est limitée à l'ordre du générateur MONTE CARLO. σ_{MC} permet de normaliser les événements de l'ensemble à la luminosité désirée, et entre donc dans la normalisation des distributions cinématiques, ou encore des distributions de vraisemblance. L'erreur relative sur la section efficace théorique peut donc être introduite dans la normalisation de la distribution de vraisemblance afin d'évaluer l'erreur systématique associée à la connaissance du processus signal, du nombre d'événements signal dans la distribution de vraisemblance. Comme cette erreur n'influe que les événements signal de la distribution de vraisemblance (construite à partir d'événements signal et d'événements bruit de fond) ce changement de normalisation n'est pas global. Il est donc attendu qu'il y ait une différence de minimum entre le nominal et les variations hautes et basses, les proportions entre signal et bruit de fond étant différentes dans ces trois distributions. Cette différence donne une erreur de 0,02 GeV.

Normalisation du bruit de fond :

Les événements de type bruit de fond sont des événements de production associée Wt se désintégrant dans le canal électron-muon. La section efficace théorique de ce processus est connue

à une incertitude près : $15,74^{+1,17}_{-1,21}$ pb. L'erreur relative sur la section efficace théorique est introduite dans la normalisation de la distribution de vraisemblance afin d'évaluer l'erreur systématique associée à la connaissance du processus bruit de fond. Cette erreur n'influe que les événements bruit de fond de la distribution de vraisemblance, ce changement de normalisation n'est pas global. Il est donc attendu qu'il y ait une différence de minimum entre le nominal et les variations hautes et basses, les proportions entre signal et bruit de fond étant différentes dans ces trois distributions. Cette différence donne une erreur de 0,02 GeV.

Erreur sur la vraisemblance :

MADWEIGHT procède par intégration MONTE CARLO, deux événements calculés à des temps différents auront des probabilités différentes. Ces dernières sont compatibles dans les erreurs données par MADWEIGHT ; cet effet est discuté au chapitre 6. Dans le cadre de l'évaluation des systématiques, il est important néanmoins d'évaluer cet effet. A priori, la différence de mesure entre un ensemble nominal et un ensemble varié provient de la variation systématique. Néanmoins dans le cas où la variation systématique concerne une région d'espace de phase non utilisée dans l'analyse, les résultats devraient être strictement identiques. À cause de cet effet, ce n'est pas le cas, et de ce fait chaque différence entre un ensemble nominal et un ensemble varié est entachée par cet effet ; la différence est alors considérée comme la somme quadratique de l'effet systématique et de l'effet d'erreur sur la vraisemblance, faisant l'hypothèse que la corrélation est nulle. Dans l'incertitude systématique totale, cela conduit à une surreprésentation de cet effet ; les systématiques sont donc corrigées quadratiquement.

Ainsi si $\Delta m = \sqrt{\Delta_{\text{syst}}^2 + \Delta_{\text{MW}}^2}$, Δ_{syst} la différence liée à la variation systématique, Δ_{MW} la variation due à l'intégration MONTE CARLO, alors il s'agit de corriger Δm : $\Delta_{\text{syst}} = \sqrt{\Delta m^2 - \Delta_{\text{MW}}^2}$. Cet effet est de 0,02 GeV, et après correction il n'intervient qu'une seule fois dans l'incertitude systématique totale. Cet effet ne concerne pas les systématiques évaluées à partir d'un ensemble unique, telles que, par exemple, la luminosité ou la normalisation des signaux et bruits de fond, mais bien celles qui nécessitent un recalcul par MADWEIGHT, comme les échelles d'énergie des jets. Par la suite, il est implicite que cet effet est retiré des valeurs citées, le cas échéant.

Générateur Monte Carlo et hadronisation :

Le choix d'un générateur MONTE CARLO pour le signal introduit une incertitude systématique ainsi que le choix de modélisation de l'hadronisation. Cette systématique est évaluée en comparant les distributions de vraisemblances obtenues à partir de différents générateurs. Ici il s'agit de comparer un ensemble POWHEG+PYTHIA à un ensemble MC@NLO+HERWIG, un ensemble POWHEG+PYTHIA à un ensemble ALPGEN+HERWIG, un ensemble POWHEG+PYTHIA à un ensemble POWHEG+HERWIG. La plus grande des trois différences est alors la systématique associée, qui prend en compte l'incertitude associée au choix de générateur MONTE CARLO et au choix de modélisation de l'hadronisation. Celle-ci est de 0,90 GeV.

Événements sous-jacents :

Lors de la collision de deux protons, le processus dur d'intérêt peut être accompagné de débris du proton ou de productions de particules supplémentaires, ce sont les événements sous-jacents. L'incertitude liée à la modélisation de ces événements est évaluée en comparant la masse obtenue à partir de deux simulations (et donc deux paramétrisations différentes). L'une

correspond à la situation nominale, l'autre accroît l'effet en changeant la valeur de Λ_{QCD} de 0,14 GeV à 0,26 GeV. La différence absolue entre ces deux ensembles donne la systématique, qui est dans ce cas de 0,03 GeV.

Reconnexion de couleur :

La reconnexion de couleur correspond à l'interaction chromodynamique d'un parton final du processus dur avec un ou des débris du proton. L'estimation de la systématique associée se fait de la même façon que pour les événements sous-jacents, en utilisant deux simulations avec deux paramétrisations différentes. L'une correspond à la situation nominale, l'autre annule complètement l'effet de reconnexion de couleur. La différence absolue entre les deux ensembles fournit la systématique, qui ici est de 0,17 GeV.

Échelle de renormalisation :

Les données simulées au NLO font intervenir un élément de matrice au moment de leur génération, le calcul résultant utilisant une échelle de renormalisation. En principe, le résultat devrait être indépendant de l'échelle de renormalisation choisie, néanmoins la nature perturbative à ordre fini du calcul introduit une dépendance sur l'échelle de renormalisation. Deux ensembles variés sont réalisés : l'un utilise l'échelle de renormalisation multipliée par deux, l'autre divisée par deux par rapport à la valeur nominale. La différence de mesure entre les deux ensembles variés est citée comme la systématique. Entre la systématique générateur et celle-ci, seule la plus grande des deux est utilisée pour calculer l'incertitude systématique totale.

Radiation chromodynamique à l'état initial et à l'état final :

Dû à la nature hadronique du proton, un parton de l'état initial du processus dur peut émettre un gluon avant d'interagir. Similairement, un parton de l'état final peut émettre un gluon avant de s'hadroniser. Cet effet introduit une ambiguïté supplémentaire quant à la correspondance jet reconstruit - parton du processus dur, traitée chapitre 6. Dans le contexte de l'évaluation de la systématique associée, c'est l'incertitude sur la simulation de ce phénomène qui est à étudier. Pour l'évaluer, il s'agit de regarder la différence de masse mesurée à partir de deux ensembles simulés, l'un réduisant ce phénomène, l'autre l'augmentant en changeant l'échelle de renormalisation à laquelle est évaluée α_s par un facteur 2. La comparaison donne une erreur systématique de 0,73 GeV.

Échelle d'énergie des jets :

C'est un facteur numérique corrigeant l'énergie des jets reconstruits de façon à prendre en compte la mesure partielle de l'énergie des hadrons par le calorimètre électromagnétique, l'impact sur la mesure des zones mortes ou inactives des calorimètres, les dépôts d'énergie en dehors des calorimètres, les contributions de particules appartenant au jet non prises en compte car en dehors du cône de reconstruction du jet ainsi que le bruit des détecteurs et leur efficacité de reconstruction. Une première correction issue de la simulation sert à corriger l'empilement. Une seconde correction est dérivée des simulations et sert à prendre en compte l'influence du détecteur en fonction de l'énergie et de la pseudo-rapacité. Enfin une correction résiduelle in-situ issue de comparaison données - simulations est appliquée. Cette dernière est obtenue en comparant l'énergie d'un jet à celle d'un objet bien étalonné, comme un photon ou un boson

Z, dans une situation où la somme des impulsions transverse du jet et de l'objet est nulle. De nombreux facteurs introduisent des incertitudes dans cette chaîne d'étalonnage : l'incertitude sur le générateur MC des simulations, quantifier à partir des différences de prédictions entre plusieurs générateurs ; la présence de jets issus de radiation impactant la correction in-situ ; les critères de sélection des événements utilisés pour établir la correction in-situ ; l'incertitudes sur les efficacités des déclencheurs ; la résolution en énergie des jets et enfin l'empilement lui-même.

L'incertitude totale augmente avec η et décroît avec l'impulsion transverse du jet. Elle est de 1% dans la région centrale pour un jet d'impulsion transverse de 55 à 500 GeV et monte jusqu'à 6% pour un jet de basse impulsion transverse dans la région avant du détecteur.

Un ensemble de 21 composantes non corrélées est utilisé ici pour évaluer l'incertitude liée à l'échelle d'énergie des jets, ces composantes sont décrites dans la référence [44]. Chaque composante est variée indépendamment de $\pm 1\sigma$ par rapport à la valeur nominale, fonction du p_T et de η du jet. Pour chaque variation, la masse du quark top est évaluée, la moitié de la différence donne la systématique. L'incertitude totale est la somme quadratique des composantes. La composante d'échelle d'énergie des jets de quark b est citée séparément des autres composantes, qui forment ainsi l'échelle d'énergie des jets légers. Cette dernière introduit une systématique de 1,74 GeV.

Échelle d'énergie résiduelle des jets de quark b :

Décorrélée de l'échelle d'énergie des jets, elle prend en compte les différences résiduelles entre les jets légers et les jets de b , une fois l'échelle d'énergie des jets appliquée. L'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets de quark b varie de 1,8% pour les jets de basse impulsion transverse à 0,7% pour les jets d'impulsion transverse supérieure à 200 GeV. L'estimation de son influence se réalise comme décrit plus haut, et donne une erreur systématique de 0,92 GeV.

Efficacité de l'étiquetage des jets de b :

Des facteurs d'échelle liée à l'étiquetage des jets de b permettent de prendre en compte les différences de comportement de l'étiquetage entre données et simulations. Ces facteurs numériques sont déterminés en fonction du point de fonctionnement de l'algorithme d'étiquetage pour chaque jet fonction de son impulsion transverse et de sa direction. Pour évaluer l'influence de l'incertitude sur les facteurs d'échelle sur la mesure, chaque facteur est varié dans son incertitude avant d'être appliqué. La différence entre les différents ensembles construits donne l'incertitude lié à cette systématique. Cette incertitude est trouvée nulle ; cela provient du fait qu'elle ne rompt pas l'équilibre signal - bruit de fond dans les distributions de vraisemblances.

Résolution en énergie des jets :

L'évaluation de l'influence de cette systématique se réalise en fluctuant l'énergie de chaque jet reconstruit, avant sélection, par une distribution gaussienne dont la largeur inclue l'incertitude sur la résolution en énergie des jets. La différence entre la masse mesurée sur cet ensemble et celle mesurée sur l'ensemble nominale donne la systématique. Celle-ci est de 0,16 GeV.

Efficacité de reconstruction des jets :

L'accord entre l'efficacité de reconstruction des jets dans les données et les simulations est de 2%. Afin de prendre en compte cette incertitude, 2% des jets sont ainsi retirés des événements. La différence de mesure de masse entre l'ensemble ainsi créé et l'ensemble nominal donne la systématique associée. Celle-ci est de 0,04 GeV.

Énergie transverse manquante :

L'impact de l'incertitude de l'étalonnage de l'énergie transverse manquante sur la mesure est évalué en faisant varier dans leurs incertitudes l'échelle d'énergie et la résolution des dépôts d'énergie qui ne participent pas à la reconstruction des jets et des leptons. La différence entre l'ensemble varié et l'ensemble nominal fournit la systématique, qui est ici de 0,33 GeV.

7.3 Le choix de la prescription de symétrisation des incertitudes systématiques

Prescription 1 :

La prescription choisie au sein du groupe de physique du quark top de la collaboration ATLAS est celle décrite en introduction de la section 7.2 : si les excursions des ensembles variés sont opposées, alors la systématique est la moitié de la différence entre les deux variées, sinon c'est l'excursion la plus grande. Ce choix introduit un comportement non continu dans l'estimation de l'incertitude systématique et sa symétrisation. En effet, il existe une ambiguïté quand une excursion est presque nulle. Soit m_{up} la masse mesurée sur la variation haute de l'ensemble, m_{down} la masse mesurée sur la variation basse de l'ensemble, m_{nom} la masse mesurée sur l'ensemble nominal. Il existe trois cas :

- $(m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}) \times (m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}) < 0$, la variation systématique est $\frac{m_{\text{up}} - m_{\text{down}}}{2}$,
- $(m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}) \times (m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}) > 0$, le maximum entre $|m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}|$ et $|m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}|$ est la variation systématique,
- $(m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}) \times (m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}) = 0$, la prescription laisse une ambiguïté ; le choix de l'une ou de l'autre résulte en une différence d'un facteur 2 quant à la magnitude de l'incertitude systématique.

Prescription 2 :

Un autre choix possible de prescription (prescription 2) serait le suivant :

- $(m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}) \times (m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}) < 0$, la variation systématique est $\frac{m_{\text{up}} - m_{\text{down}}}{2}$,
- $(m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}) \times (m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}) > 0$, la variation systématique est $\frac{m_{\text{up}} + m_{\text{down}}}{2} - m_{\text{nom}}$.

Cette dernière offre l'avantage de pas être discontinuée lorsqu'une excursion est nulle, tout en exploitant toute l'information disponible. En effet, dans la précédente prescription, l'un des cas conduit à ignorer une des informations disponibles sur la variation systématique, puisque l'on choisit un maximum. Cette prescription, dans le cas d'excursions allant dans la même direction, conduit à comprendre la mesure nominale comme étant un minimum local selon la variation systématique ; utiliser la moyenne des deux mesures variées permet alors d'approximer la structure de ce minimum.

Prescription 3 :

Enfin, une dernière approche est d'exclure le point nominal de la symétrisation (prescription 3), et de seulement considérer la différence entre les variations. La variation est alors $\frac{m_{\text{up}} - m_{\text{down}}}{2}$, ceci revient à considérer que seuls les extrêmes de la variation possèdent de l'information sur la variation même. La problématique de choix d'une prescription provient du fait que nombre des systématiques, particulièrement les composantes de l'échelle d'énergie des jets, sont des effets non triviaux une fois convolués avec l'analyse. De ce fait, la variation de l'estimateur avec ces effets possède un profil complexe que trois points seulement ne peuvent capturer. Une meilleure solution serait de disposer des densités de probabilités de chaque effet systématiques et de les inclure dans le calcul des probabilités de la méthode des éléments de matrice, intégrant naturellement l'évaluation des systématiques dans la méthode. Néanmoins, faire ainsi pose plusieurs difficultés : estimer des densités de probabilités pour des incertitudes systématiques n'est pas trivial et la convolution par de telles fonctions rendrait l'intégrale de la méthode encore plus complexe, alourdissant encore ce dispositif.

7.4 Les études de la signification statistique des incertitudes systématiques

Un ensemble varié et un ensemble nominal partagent généralement une statistique commune conséquente de cinématique comparable. Il est alors difficile de savoir si l'effet systématique provient de la frange d'événements non commun ou est véritablement un effet systématique présent uniformément au sein de l'ensemble. Pour évaluer la signification statistique d'une différence systématique, il est possible de réaliser des pseudo-expériences : les événements des deux ensembles se voient assignés un même poids entier déterminé par une distribution poissonnienne de paramètre unité, les événements communs possédant le même poids. Deux distributions de vraisemblance sont ensuite réalisées à partir des deux ensembles, en utilisant les poids venant d'être tirés, et sont normalisées à la luminosité des données 2011. La différence de mesure entre les deux ensembles est ensuite distribuée dans un histogramme. L'opération est répétée un nombre suffisant de fois pour disposer d'une statistique suffisante (ici 1000 fois). La moyenne de la distribution donne la déviation systématique, la largeur l'erreur statistique s'y appliquant. La figure 7.1 présente en exemple les distributions réalisées pour l'incertitude liée à l'échelle d'énergie des jets de b . Les autres distributions réalisées sont disponibles en annexe E. L'étude montre que la presque totalité des déviations systématiques sont significativement différentes de zéro.

L'annexe F contient les tableaux F.1 et F.2 qui répertorient l'ensemble des composantes systématiques pour les leptons et l'énergie transverse manquante, ainsi que pour l'échelle d'énergie des jets, respectivement. Sont indiqués les valeurs estimées et leurs incertitudes statistiques, ainsi

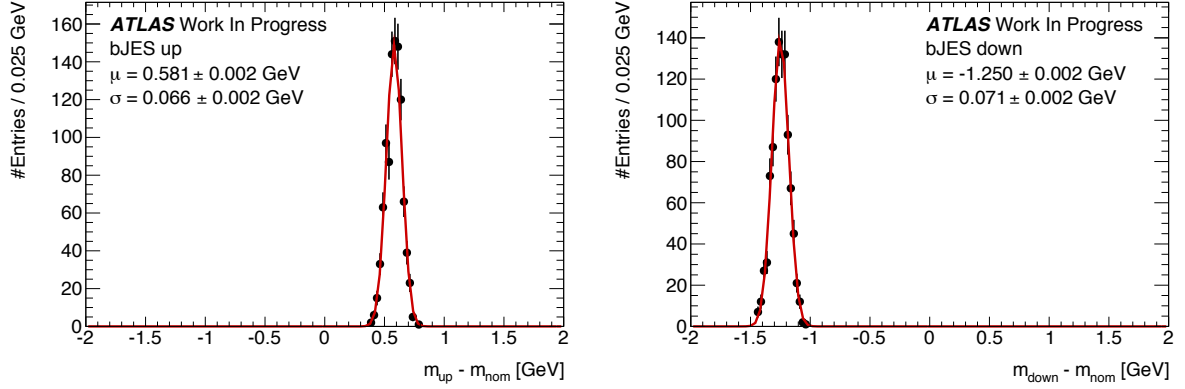


FIGURE 7.1: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour l'échelle d'énergie des jets de b . Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

que la symétrisation suivant les trois prescriptions décrites ci-avant.

7.5 La mesure de la masse du quark top par la méthode des éléments de matrice

La mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique électron–muon via la méthode des éléments de matrice sur $4,7 \text{ fb}^{-1}$ de données $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ acquises par le détecteur ATLAS au LHC sur l'année 2011 donne avec la prescription 1 :

$$m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,70 \text{ (stat.)} \pm 2,36 \text{ (syst.) GeV}$$

Avec la prescription 2 :

$$m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,70 \text{ (stat.)} \pm 2,18 \text{ (syst.) GeV}$$

Avec la prescription 3 :

$$m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,70 \text{ (stat.)} \pm 1,86 \text{ (syst.) GeV}$$

Cette mesure est réalisée à travers la distribution de vraisemblance figure 7.2, dont le minimum, déterminé par l'ajustement aux données d'une parabole, donne la masse du quark top, une fois pris en compte l'étalonnage de la méthode. La demi-largeur à minimum $+\frac{1}{2}$ de la parabole donne l'incertitude statistique de la mesure, sous l'hypothèse que la distribution est bien parabolique, une fois corrigée par la sous-estimation de la résolution traitée chapitre 6.

L'incertitude systématique totale est la somme quadratique des différentes composantes, l'hypothèse retenue étant que ces composantes ne sont pas corrélées. Les incertitudes systématiques dominantes sont l'échelle d'énergie des jets, les radiations chromodynamique initiales et finales et la modélisation MONTE CARLO. Cette mesure fournit une masse du quark top avec une erreur relative de 1,4% pour la première prescription, 1,3% et 1,1% pour les deuxième et

Nom de la composante	$m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}$	$m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}$	1	2	3
Luminosité	0	0	0	0	0
Normalisation du signal	-0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
Normalisation du bruit de fond	0,02	-0,02	0,02	0,02	0,02
Étiquetage des jets de b	0	0	0	0	0
Empilement	$0,16 \pm 0,04$	$0,01 \pm 0,05$	0,16	0,09	0,08
Résolution en énergie des jets	$0,16 \pm 0,08$	N/A	0,16	0,16	0,16
Efficacité des jets	$-0,04 \pm 0,05$	N/A	0,04	0,04	0,04
Échelle d'énergie des jets légers	N/A	N/A	1,74	1,50	1,06
Échelle d'énergie des jets de b	0,59	-1,23	0,92	0,92	0,92
Électrons	N/A	N/A	0,29	0,29	0,28
Énergie transverse manquante	-0,32	-0,31	0,33	0,33	0,01
Muons	N/A	N/A	0,23	0,21	0,08
ISR / FSR	N/A	N/A	0,73	0,73	0,73
Générateur MC et hadronisation	N/A	N/A	0,90	0,90	0,90
Reconnexion de couleur	N/A	N/A	0,17	0,17	0,17
Événements sous-jacents	N/A	N/A	0,03	0,03	0,03
Échelle de renormalisation	N/A	N/A	0,01	0,01	0,01
Erreur sur la vraisemblance	N/A	N/A	0,02	0,02	0,02
Total			2,36	2,18	1,86

TABLE 7.1: Récapitulatif des incertitudes systématiques impactant la mesure. N/A signifie soit que l'incertitude systématique est évaluée d'une façon différente, voir sa description, soit que l'incertitude systématique est une combinaison d'autres incertitudes, auquel cas se référer à l'annexe F.

troisième prescription relativement.

7.6 Les mesures de la masse du quark top

7.6.1 Au sein d'ATLAS

Plusieurs mesures de la masse du quark top suivant diverses méthodes, selon différent canaux, ont été réalisées au sein de la collaboration. Chaque canal dispose de ses spécificités quant à la mesure de la masse du quark top. Le canal hadronique permet techniquement une reconstruction directe de la masse du quark top en utilisant la masse invariante d'un système de trois jets; deux proviennent du boson W émis par le quark top lors de sa désintégration, le troisième est directement fils du quark top. Néanmoins cette méthode de mesure souffre d'un bruit de fond chromodynamique et combinatoire très important, ainsi que d'incertitudes systématiques conséquentes liées aux jets.

Le canal semi-leptonique est historiquement le canal dit « en or » pour la mesure de la masse du quark top. En effet sa statistique non négligeable, 30% des événements $t\bar{t}$, la possibilité de reconstruire un des quark top directement, son bon rapport signal sur bruit grâce à la présence

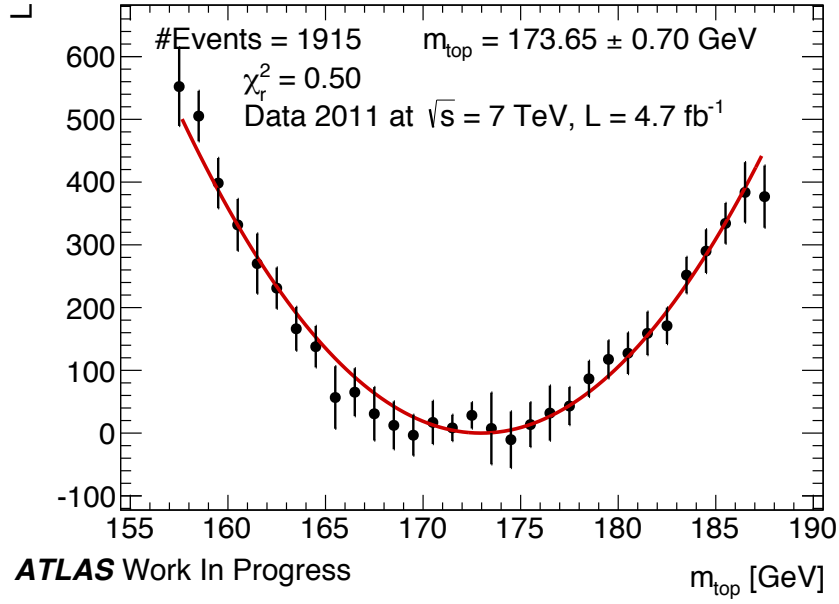


FIGURE 7.2: Distribution de vraisemblance pour les données 2011 à $\sqrt{s} = 7$ TeV, la courbe rouge est une parabole ajustée aux données, représentées par les points noirs.

d'un lepton dans l'état final en font un canal de choix. C'est dans ce canal que fut publiée la première mesure de la masse du quark top de la collaboration ATLAS : « Mesure de la masse du quark top dans le canal semi-leptonique avec la méthode des *templates* en utilisant les données d'ATLAS » [101]. Cette méthode dite des *templates* se base sur la construction d'une quantité dépendante de la masse du quark top. En utilisant des simulations avec différentes masses du quark top, les distributions de cette quantité sont ajustées par une fonction dont les paramètres sont directement dépendant de la masse du top ; cette fonction permet ensuite d'extraire la masse du quark top des données, depuis la distribution de la quantité utilisée, par un ajustement dont la masse du quark top est le paramètre libre. Ici la quantité utilisée est le rapport de la masse invariante de trois jets issus du quark top par la masse invariante de deux jets issus du W. La difficulté de l'analyse réside dans le choix de ces ensembles de jets puisque l'état final comporte de nombreux jets, conduisant à un bruit de fond combinatoire important. Le choix se résoud ici par l'utilisation d'une minimisation de χ^2 des masses invariantes à deux et trois objets par rapports aux masses et résolutions du quark top et du boson W. Cette analyse a été optimisée par la suite tel que décrit par la référence [102], réduisant les incertitudes systématiques en ajustant les *templates* sur trois variables cinématiques : la masse reconstruite du quark top, la masse reconstruite du boson W et le rapport R_{lb} . Ce dernier est le rapport des impulsions des quarks b et des bosons W issus du quark top. Des *templates* de ces variables sont réalisées selon trois variables : la masse du quark top, le facteur global d'échelle d'énergie des jets et le facteur résiduel d'échelle d'énergie des jets de b . L'ajustement des *templates* aux données donnent la valeur mesurée de ces trois variables.

Le canal dileptonique ne permet pas de reconstruire directement les deux quarks top de l'événement. Les analyses se basent donc sur une quantité sensible à la masse du quark top, comme par exemple la masse invariante du système jet de b et lepton [88], d'autres sur une masse transverse particulière [103]. Une méthode de *template* est ensuite utilisée, permettant

d'extraire la masse du quark top des données une fois connue la dépendance de la quantité utilisée avec la masse du quark top. La table 7.2 réunit les résultats des mesures discutées. La méthode décrite dans ce manuscrit exploite seulement le canal dileptonique électron-muon, ce qui représente 1946 événements ; les autres méthodes dans le canal dileptonique exploitent soit tous les canaux dileptoniques, soit ont une sélection différente. Ainsi la méthode m_{lb} ¹ mesure sur l'ensemble des canaux ee , $e\mu$, $\mu\mu$, avec une sélection exactement équivalente à celle décrite au cours de ce manuscrit, ce qui représente 2913 événements. Il est donc attendu que son incertitude statistique soit inférieure. La méthode \overline{m}_{T2} possède elle une sélection complètement différente, et exploite seulement 731 événements du canal électron-muon, la plus grande incertitude statistique se comprend alors ainsi. Enfin une analyse extrait la masse au pôle du quark top par la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ sur les données 2011 et 2012 dans le canal électron-muon [104].

Canal	Estimateur	Luminosité	Mesure
Semi-leptonique	R_{32}	1,04 fb ⁻¹	174,53 ± 0,61 ± 2,27 GeV [101]
Semi-leptonique	$m_t \otimes m_W \otimes R_{lb}$	4,7 fb ⁻¹	172,32 ± 0,75 ± 1,35 GeV [102]
Dileptonique	\overline{m}_{T2}	4,7 fb ⁻¹	175,2 ± 1,6 $^{+3,1}_{-2,8}$ GeV [103]
Dileptonique	m_{lb}	4,7 fb ⁻¹	173,09 ± 0,64 ± 1,50 GeV [88]
Dileptonique	m_t^{pole}	25,0 fb ⁻¹	172,9 $^{+2,5}_{-2,6}$ GeV [104]
Dileptonique	MEM m_{top}	4,7 fb ⁻¹	173,65 ± 0,70 ± 2,36 GeV

TABLE 7.2: Mesures de la masse du quark top à ATLAS dans les canaux leptoniques à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les incertitudes données sont respectivement statistiques et systématiques. L'incertitude indiquée pour m_t^{pole} est la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques.

7.6.2 La combinaison mondiale

La figure 7.3 présente la combinaison mondiale [105] des mesures de la masse du quark top provenant du Tevatron et du LHC. La combinaison donne une mesure de la masse du quark top à 0,44%. Afin de réaliser cette combinaison, il fut nécessaire d'uniformiser la nomenclature et la définition des incertitudes systématiques à travers les quatre expériences mises en jeu : ATLAS, CMS, DØ et CDF. Les mesures au LHC ont une incertitude statistique inférieure à celles du Tevatron, et ceci est attendu du fait de la plus grande statistique disponible au LHC. À l'inverse, les incertitudes systématiques sont plus large au LHC qu'au Tevatron. Ceci provient des années de travail existant au Tevatron permettant d'améliorer la compréhension des détecteurs comparé au démarrage plus récent des prises de données au LHC. Le développement d'analyses permettant de diminuer l'influence des incertitudes systématiques sur la mesure est nécessaire si l'on souhaite réduire l'incertitude totale sur la masse du quark top. L'utilisation d'un ajustement multi-dimensionné tel que décrit par [102] afin d'extraire la masse du quark top des données est un premier exemple d'analyse développée dans cette optique.

¹L'annexe G présente une mesure réalisée avec la méthode m_{lb} sur le canal $e\mu$.

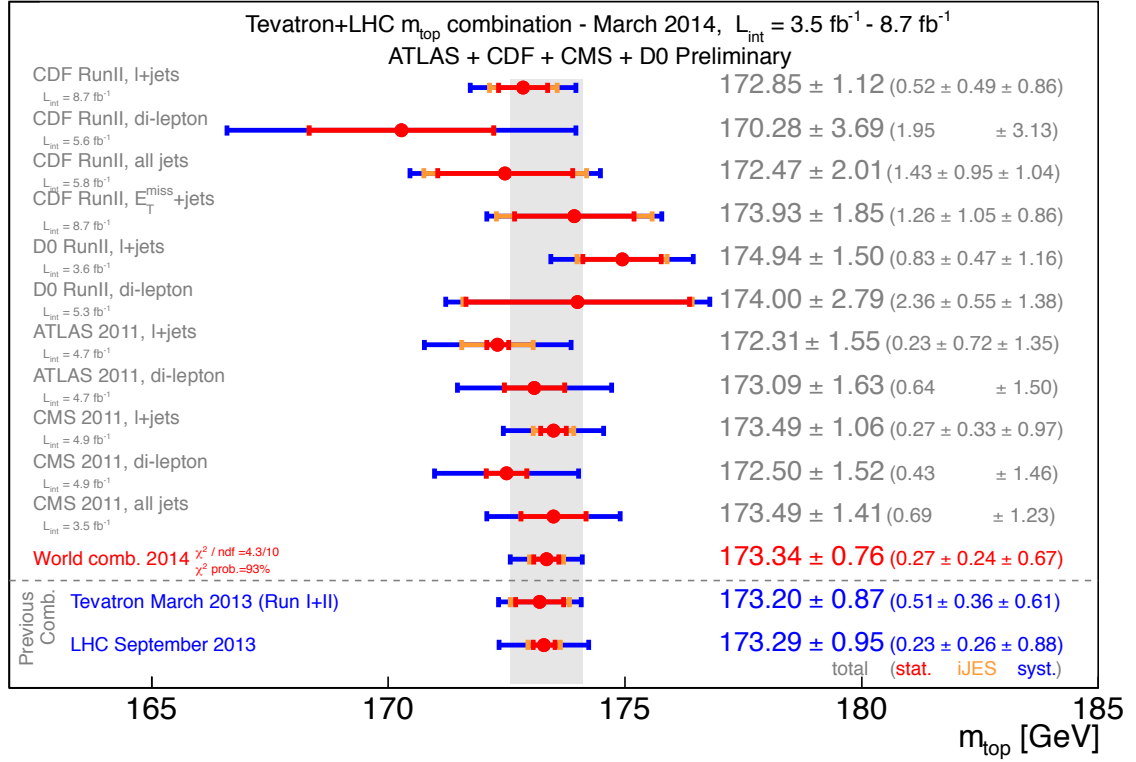


FIGURE 7.3: Récapitulatif des mesures de la masse du quark top et combinaison mondiale [105].

7.6.3 La méthode des éléments de matrice au Tevatron

Le 17 juillet 2014, la collaboration DØ a publié la mesure unique la plus précise de la masse du quark top [106]. En utilisant la méthode des éléments de matrice sur $9,7 \text{ fb}^{-1}$ de données de collisions proton-antiproton à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 1,98 \text{ TeV}$ collectées par DØ dans le canal semi-leptonique, l'analyse mesure $m_{\text{top}} = 174,98 \pm 0,76 \text{ GeV}$. Cette performance exceptionnelle montre qu'une utilisation mature de la méthode des éléments de matrice (optimisation du calcul des éléments de matrice, gain de deux ordres de grandeurs sur l'intégration, marginalisation de l'échelle d'énergie des jets) accompagnée d'années d'expertise sur le détecteur permet de fournir des mesures de très haute précision. Le développement en cours d'outils spécialisés pour la méthode des éléments de matrice à ATLAS et l'accumulation de savoir sur le détecteur permet d'espérer l'atteinte de performances comparables dans les futures mesures de la masse du quark top au LHC. L'exemple du Tevatron met en valeur la pertinence du développement des méthodes d'éléments de matrice pour les mesures de précision au LHC.

Conclusion et perspectives

Au cours de cette thèse a été mis en œuvre une méthode par élément de matrice de mesure de la masse du quark top sur une statistique de 1946 événements $t\bar{t}$ en dilepton. Ceci a demandé d'utiliser des ressources informatiques importantes du fait des limites intrinsèques de la méthode qui est son temps de calcul. Afin d'outrepasser cette limite, il fut nécessaire d'exporter la méthode des éléments de matrice telle qu'implémentée par MADWEIGHT sur la grille. Ainsi trois mois d'exécution de plusieurs centaines de calculs parallèles sur des milliers de machines de la grille ont été nécessaires afin d'évaluer les incertitudes systématiques, trois mois au cours desquels une simple erreur signifie plusieurs jours supplémentaires de calcul.

Les mesures de précisions au LHC sont généralement limitées par les incertitudes systématiques, la mesure présentée ici ne déroge pas à la règle. Le mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique électron-muon avec $4,7 \text{ fb}^{-1}$ de données ATLAS à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ avec la méthode des éléments de matrice donne $m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,70 \text{ (stat.)} \pm 2,36 \text{ (syst.) GeV}$. Cette mesure est dominée par les incertitudes systématiques, notamment sur l'échelle d'énergie des jets. Néanmoins, il a été montré qu'un simple choix de prescription peut influencer grandement l'incertitude systématique citée. Ainsi avec un choix moins conservatif, la mesure donne $m_{\text{top}} = 173,65 \pm 0,70 \text{ (stat.)} \pm 2,18 \text{ (syst.) GeV}$.

Un peu plus de 20 fb^{-1} de données ont été acquis sur l'année 2012, à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Celles-ci sont en cours d'analyse afin de réaliser la mesure de la masse du quark top avec la méthode présentée dans ce manuscrit. L'énergie de centre de masse ayant changé, et donc la cinématique des états finaux étant différente, reproduire cette analyse demande de recalculer les fonctions de transferts ainsi que de réévaluer l'ensemble de l'étalonnage de la méthode sur les données de simulation développées pour l'année 2012. Avec les outils logiciels utilisés au cours de ce travail de thèse, ceci représente un temps de calcul important : l'estimation des systématiques à elle-même pourrait nécessiter plus de six mois de calcul. Heureusement, d'autres outils permettant d'utiliser la méthode des éléments de matrice sont en cours de développement : MADWEIGHT pour MAGRAPH 5 et memTK². Ces derniers sont disponibles depuis le début de l'année 2014, et commencent à être exploités par le groupe du LPNHE. La réduction drastique du temps de calcul associée à leur emploi rendrait la méthode des éléments de matrice plus facile d'accès et d'utilisation. Des tests préliminaires montrent que l'ensemble de la statistique de l'année 2011 peut être analysée en moins d'une demi-heure par memTK. Cet outil reste néanmoins à valider quant à son usage pour la mesure de la masse dans les canaux leptoniques.

Le redémarrage du LHC en 2015 à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ amène de nouvelles problématiques pour une mesure avec la méthode des éléments de matrice. Les implé-

²stamm@physik.hu-berlin.de

mentations actuelles de celle-ci repose sur une définition intuitive des objets de l'état final : à un objet reconstruit est associé un quadri-vecteur impulsion représentant une particule au niveau partonique. Cette définition fonctionne même pour les jets, à condition qu'ils soient eux même définis de façon à correspondre à la particule originale, ce qui est le but de la définition même de ces objets. À une échelle d'énergie supérieure à la dizaine de TeV, une nouvelle phénoménologie apparaît : les quarks top sont « boostés ». Ceux-ci donnent lieu à de nouvelles problématiques : du fait d'un boost de LORENTZ important, les produits de désintégration du quark top ne sont pas isolés, et sont regroupés au sein d'un même objet. Il devient plus difficile expérimentalement de retrouver les propriétés individuelles des leptons et quarks issus du quark top. Il est alors nécessaire de redéfinir la méthode des éléments de matrice en terme de cet objet plutôt qu'en termes de partons.

Une autre limite à la mesure de la masse du quark top concerne l'ambiguïté sur la masse effectivement mesurée. Comme pour tout quark, la masse est un concept ambiguë puisqu'elle repose sur la notion de particules libres, ce que ne sont pas les quarks. Néanmoins dans le cas du quark top, la masse au pôle est accessible par les distributions de résonance. Les analyses se basant sur la reconstruction du quark top ont besoin de la simulation pour pouvoir extraire des données la masse du quark top : du fait de cet étalonnage ou de cet ajustement, la masse mesurée est alors celle définie par la simulation. Or, dans la simulation, la masse du quark top générée est elle-même mal définie, du fait de l'hétérogénéité des modélisations. Ceci conduit à un besoin de précision dans la définition de la masse du quark top.

Il est intéressant de se demander quelles seraient les capacités d'une machine comme l'ILC au sujet de la mesure de la masse du quark top ; réaliser celle-ci dans un environnement non-hadronique devrait permettre de grandement diminuer les incertitudes systématiques. Le quark top est présent dans la phénoménologie des modèles de nouvelle physique au delà du modèle standard, comme la présence d'une quatrième génération de quarks ou d'un boson vecteur lourd. De ce fait, les propriétés du quark top se doivent d'être mesurées précisément, car en tant que paramètres du modèle standard ils jouent un rôle dans la capacité théorique à résoudre un phénomène de nouvelle physique. De plus la question de la stabilité du vide électrofaible reste ouverte ; avec la physique du HIGGS se développant il n'est pas à en douter du besoin de mesure précise des propriétés du quark top.

Annexe A

Ensemble des figures de l'étude de la correction des voies défailantes du calorimètre électromagnétique

Étude des rampes

Ensemble des distributions des pentes des rampes pour l'EMBA.

Étude de la forme du signal

Moyenne des différences point à point et leur distribution, pour l'EMBA et l'EMECA.

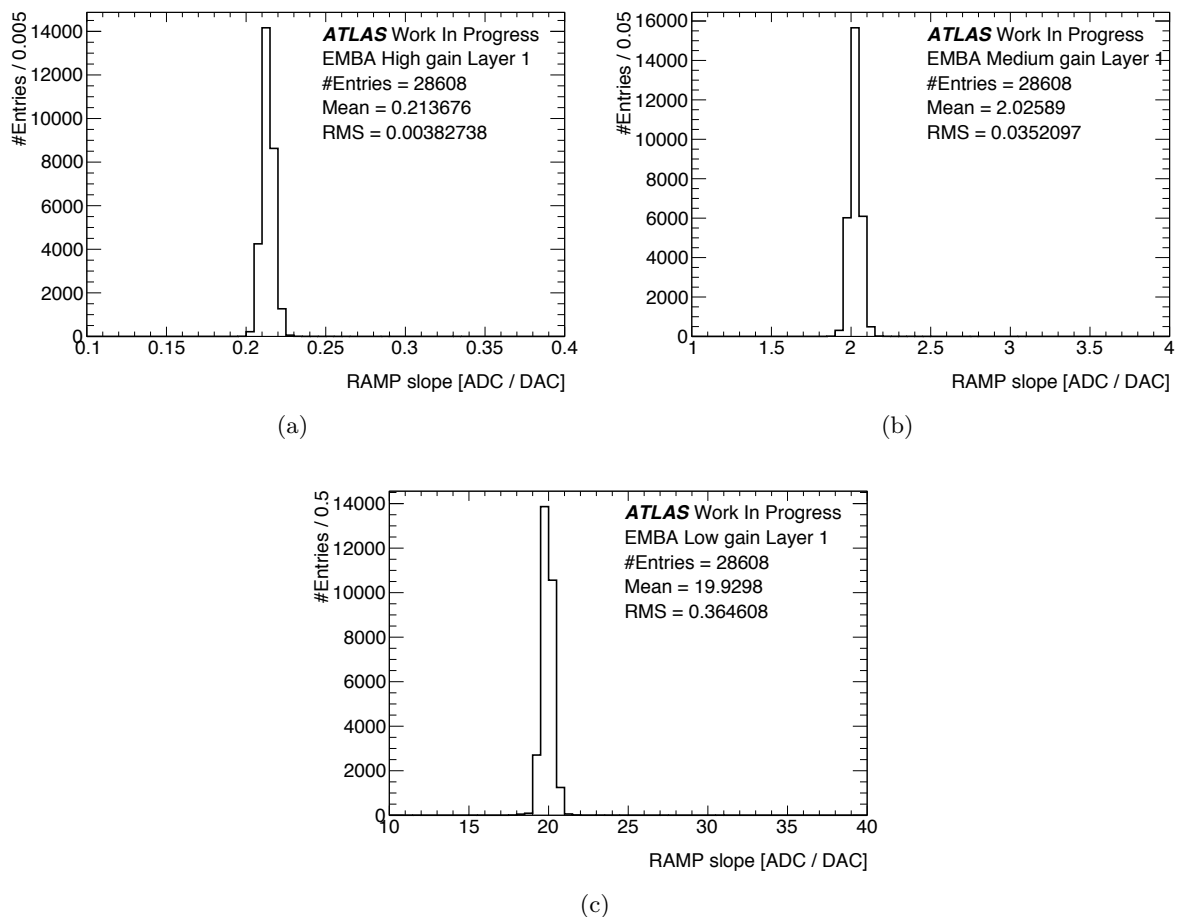
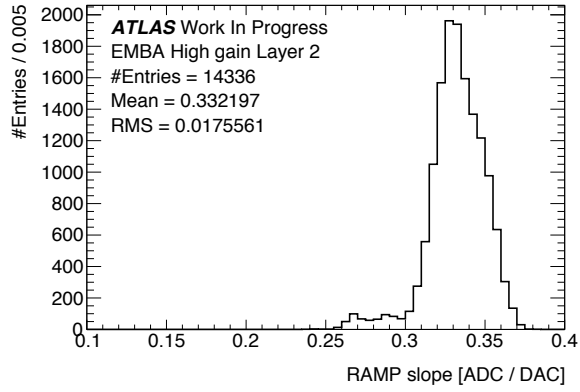
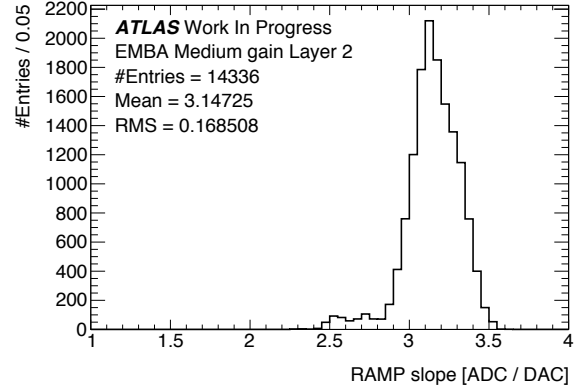


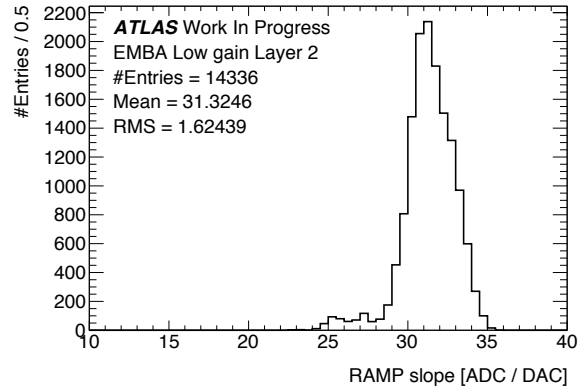
FIGURE A.1: (a) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche avant, gain haut.
 (b) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche avant, gain moyen.
 (c) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche avant, gain bas.



(a)



(b)



(c)

FIGURE A.2: (a) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche milieu, gain haut.
 (b) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche milieu, gain moyen.
 (c) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche milieu, gain bas.

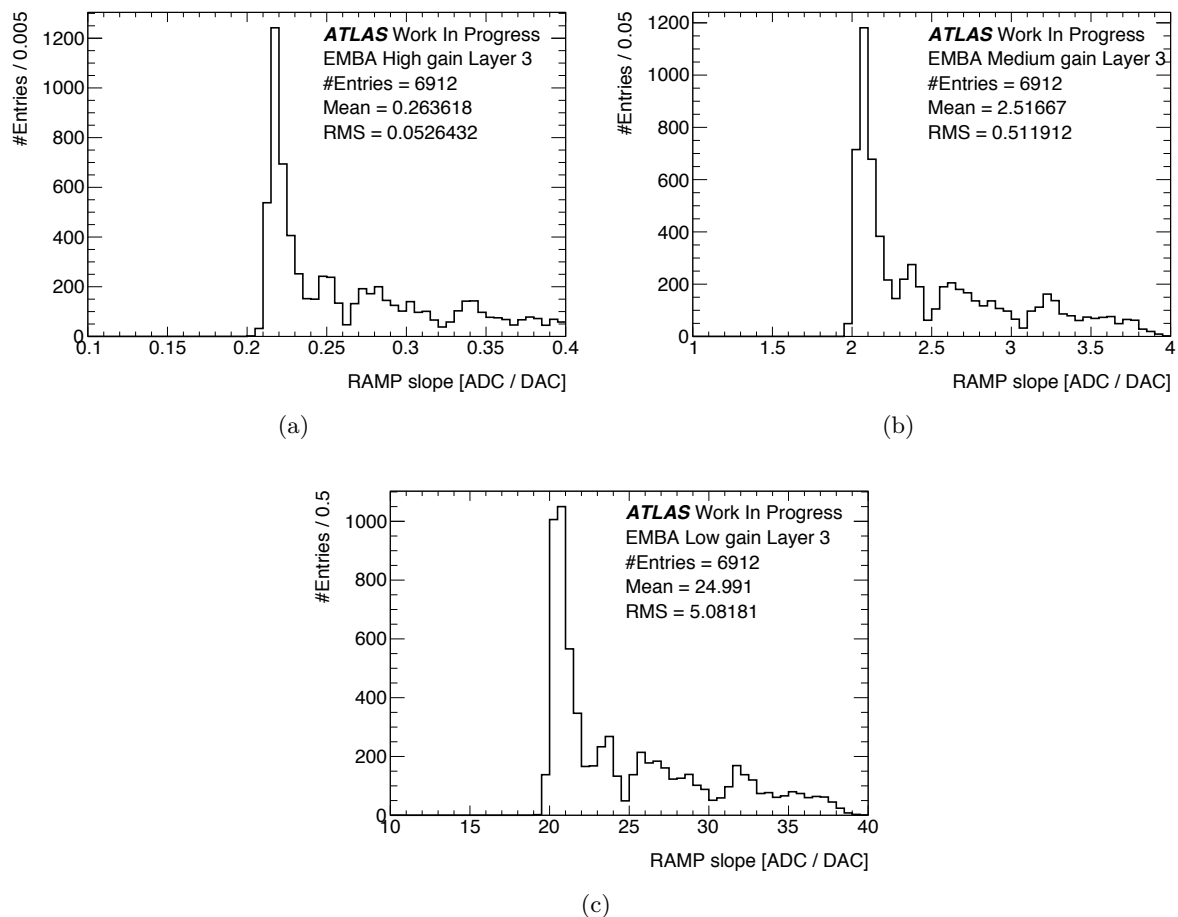


FIGURE A.3: (a) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche arrière, gain haut.
 (b) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche arrière, gain moyen.
 (c) : distribution des valeurs mesurées de pentes pour un côté du calorimètre tonneau, couche arrière, gain bas.

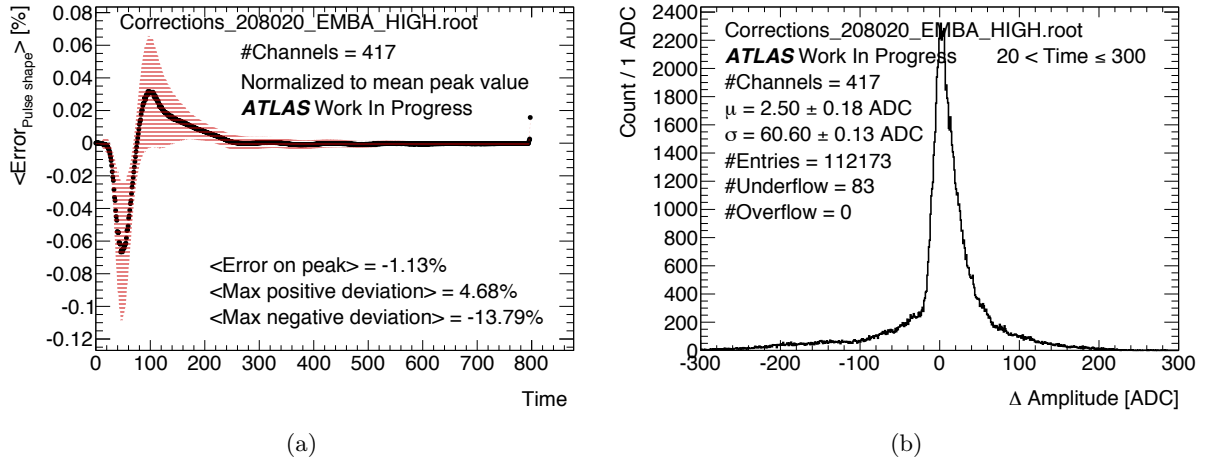


FIGURE A.4: À gauche : graphique de la moyenne des différences point à point normalisées à la valeur du pic entre la valeur originale des voies et celle obtenue par le logiciel de *patching*. Les points noirs sont la moyenne de ces différences sur l'ensemble du calorimètre central côté A, les bandes rouges correspondent à la moyenne quadratique de la distribution de ces différences. À droite la distribution des différences point à point dans la fenêtre de temps autour du pic.

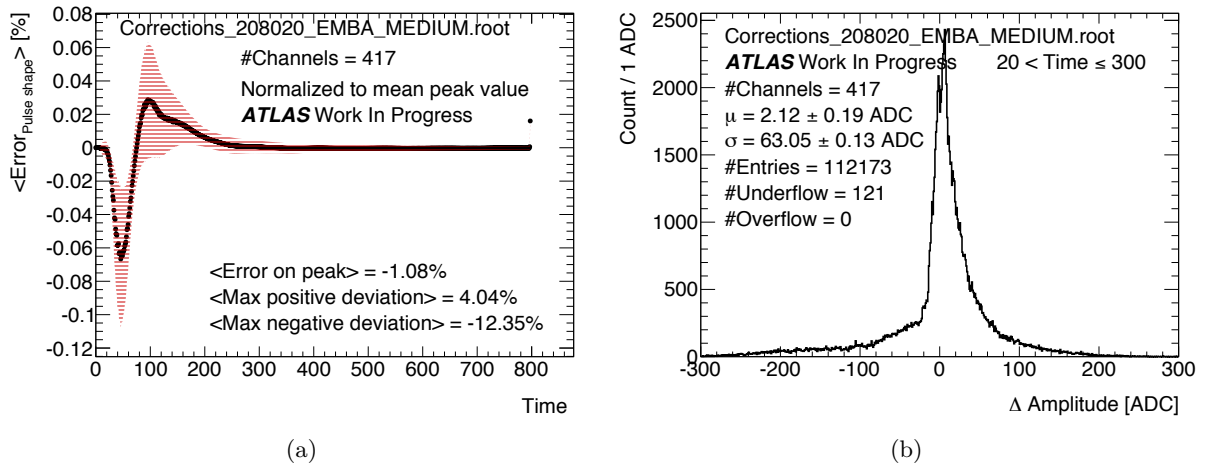


FIGURE A.5: À gauche : graphique de la moyenne des différences point à point normalisées à la valeur du pic entre la valeur originale des voies et celle obtenue par le logiciel de *patching*. Les points noirs sont la moyenne de ces différences sur l'ensemble du calorimètre central côté A, les bandes rouges correspondent à la moyenne quadratique de la distribution de ces différences. À droite la distribution des différences point à point dans la fenêtre de temps autour du pic.

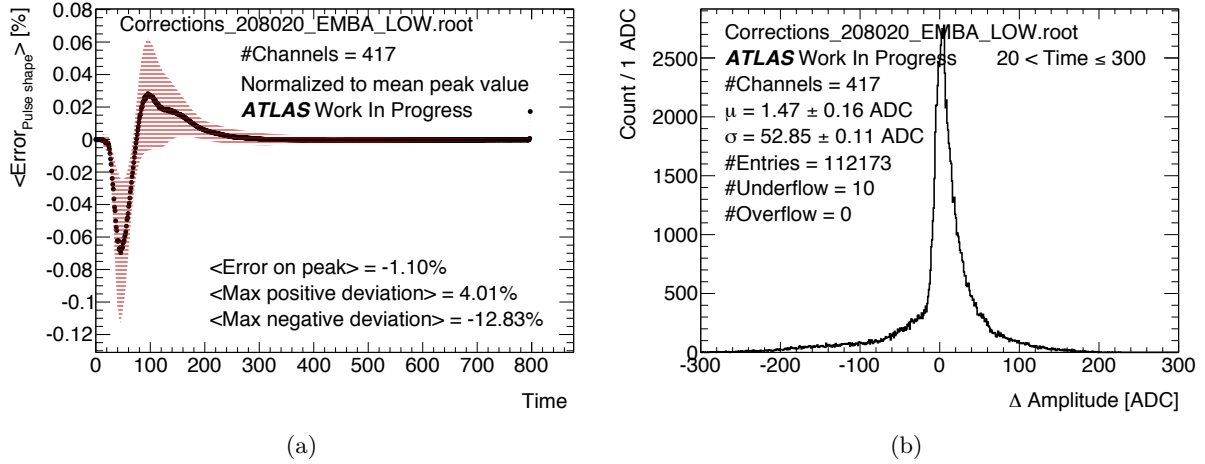


FIGURE A.6: À gauche : graphique de la moyenne des différences point à point normalisées à la valeur du pic entre la valeur originale des voies et celle obtenue par le logiciel de *patching*. Les points noirs sont la moyenne de ces différences sur l'ensemble du calorimètre central côté A, les bandes rouges correspondent à la moyenne quadratique de la distribution de ces différences. À droite la distribution des différences point à point dans la fenêtre de temps autour du pic.

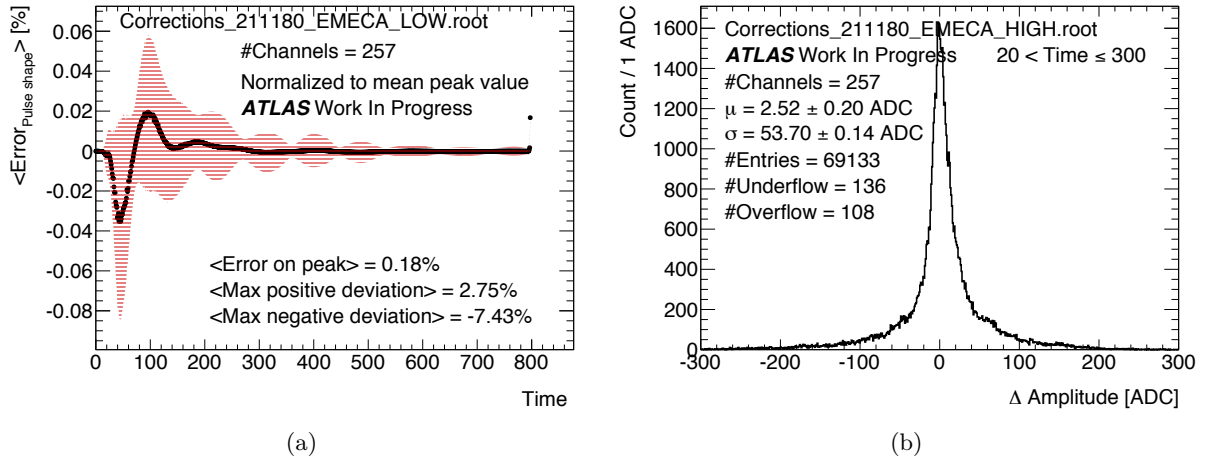


FIGURE A.7: À gauche : graphique de la moyenne des différences point à point normalisées à la valeur du pic entre la valeur originale des voies et celle obtenue par le logiciel de *patching*. Les points noirs sont la moyenne de ces différences sur l'ensemble du calorimètre central côté A, les bandes rouges correspondent à la moyenne quadratique de la distribution de ces différences. À droite la distribution des différences point à point dans la fenêtre de temps autour du pic.

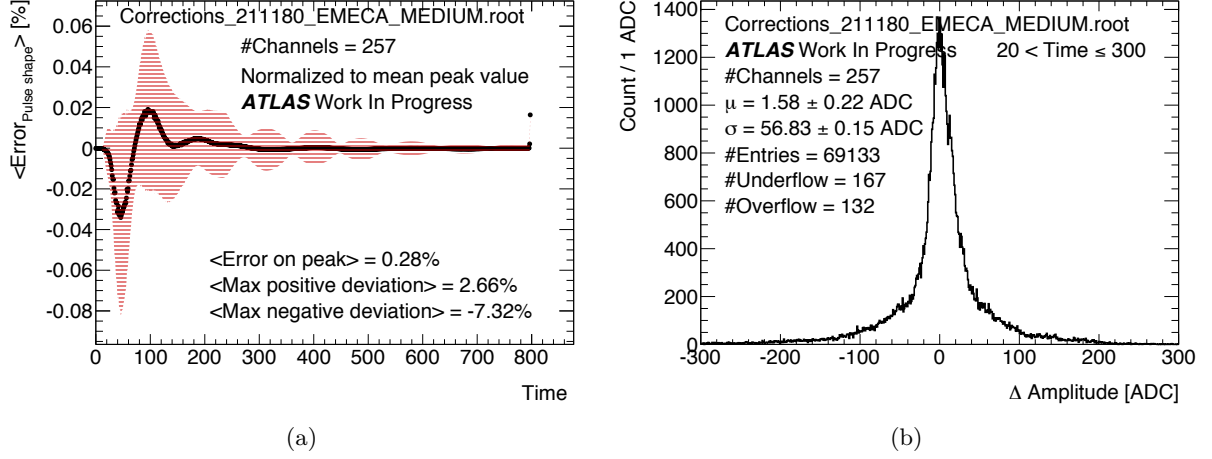


FIGURE A.8: À gauche : graphique de la moyenne des différences point à point normalisées à la valeur du pic entre la valeur originale des voies et celle obtenue par le logiciel de *patching*. Les points noirs sont la moyenne de ces différences sur l'ensemble du calorimètre central côté A, les bandes rouges correspondent à la moyenne quadratique de la distribution de ces différences. À droite la distribution des différences point à point dans la fenêtre de temps autour du pic.

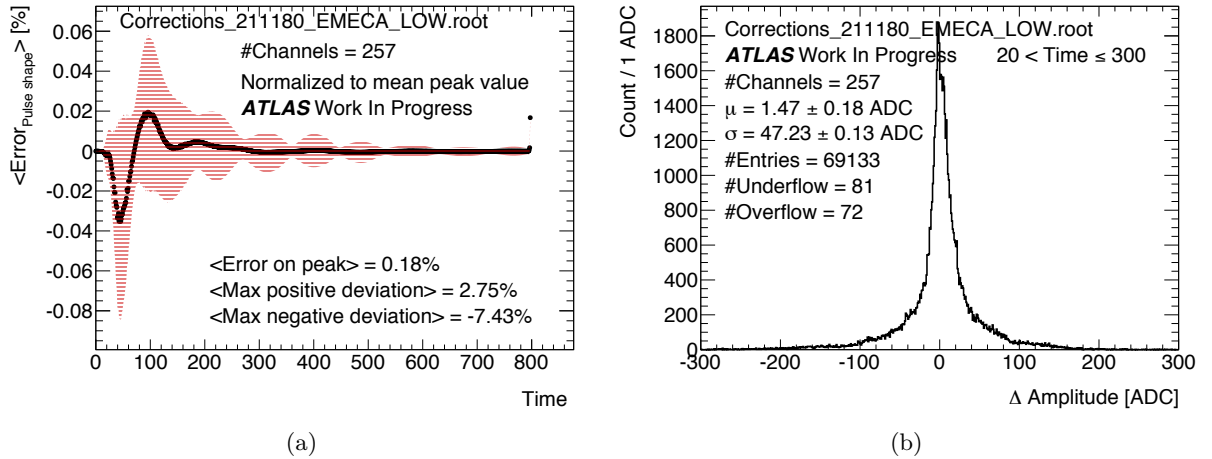


FIGURE A.9: À gauche : graphique de la moyenne des différences point à point normalisées à la valeur du pic entre la valeur originale des voies et celle obtenue par le logiciel de *patching*. Les points noirs sont la moyenne de ces différences sur l'ensemble du calorimètre central côté A, les bandes rouges correspondent à la moyenne quadratique de la distribution de ces différences. À droite la distribution des différences point à point dans la fenêtre de temps autour du pic.

Annexe B

Code source de la paramétrisation CTEQ5MI

La paramétrisation CTEQ5MI de la fonction de densité partonique est disponible en Fortran à la page <http://users.phys.psu.edu/~cteq/#PDFs>. Le code source suivant en est l'adaptation partielle en C++.

PDFProvider.h

```
1  #ifndef PDFPROVIDER_H
2  #define PDFPROVIDER_H
3
4  #include <cmath>
5  #include <iostream>
6  #include <map>
7  #include <sstream>
8  #include <vector>
9
10 #include <TAxis.h>
11 #include <TCanvas.h>
12 #include <TFile.h>
13 #include <TGraph.h>
14 #include <TGraphAsymmErrors.h>
15
16 #include "AtlasStyle.h"
17 #include "AtlasLabels.h"
18 #include "Tools.h"
19
20 class PDFProvider
21 {
22     public:
23
24     PDFProvider() {} ;
25
26     void CTQ5PDS(unsigned int iSet, std::vector<double>& momentum, double x,
27                 double Q, int& irt);
28     void testCTQ5MI();
29
30     double CTQ5PD(unsigned int iSet, int iParton, double x, double Q, int& irt);
31     double CTQ5DF(unsigned int iSet, int iParton, double x, double Q, int& irt);
32
33     private:
34
35     double ctq5MI(unsigned int iParton, double x, double Q);
36     double faux5MI(unsigned int iParton, double x, double Q);
37     double ctq5L(unsigned int iParton, double x, double Q);
38     double faux5L(unsigned int iParton, double x, double Q);
39 };
40
41 #endif
```

PDFProvider.cxx

```
1 #include "PDFProvider.h"
2
3 void PDFProvider::CTQ5PDS(unsigned int iSet, std::vector<double>& momentum,
4 double x, double Q, int& irt)
5 {
6     std::map<int, int> indexToFlavor;
7     momentum.clear();
8     momentum.resize(11);
9
10    irt = 0;
11
12    indexToFlavor[0] = 0;
13    indexToFlavor[1] = 1;
14    indexToFlavor[2] = 2;
15    indexToFlavor[3] = 3;
16    indexToFlavor[4] = 4;
17    indexToFlavor[5] = 5;
18    indexToFlavor[6] = -1;
19    indexToFlavor[7] = -2;
20    indexToFlavor[8] = -3;
21    indexToFlavor[9] = -4;
22    indexToFlavor[10] = -5;
23
24    for(unsigned int i = 0; i < momentum.size(); i++)
25    {
26        if(i < 8)
27        {
28            int irt_1(0);
29            double pdf(CTQ5DF(iSet, indexToFlavor[i], x, Q, irt_1));
30
31            irt += irt_1;
32            momentum.at(i) = pdf;
33        }
34        else
35            momentum.at(i) = momentum.at(i - 5);
36    }
37
38    return;
39 }
40
41 void PDFProvider::testCTQ5MI()
42 {
43     const unsigned int N(10000);
44     unsigned int i(0);
45     double Q(91.1876), QLow(Q / 2), QHigh(Q * 2);
46     double sqrt_s(7000.);
47     double x[N] = {0.};
48     double xErr[N] = {0.};
49
50     double y_g[N] = {0.};
51     double y_u[N] = {0.};
52     double y_d[N] = {0.};
53     double y_s[N] = {0.};
54
55     double y_gL[N] = {0.};
56     double y_uL[N] = {0.};
57     double y_dL[N] = {0.};
```

```

58     double y_sL[N] = {0.};
59
60     double y_gH[N] = {0.};
61     double y_uH[N] = {0.};
62     double y_dH[N] = {0.};
63     double y_sH[N] = {0.};
64
65     std::ostream oss;
66
67     SetAtlasStyle();
68
69     TFile out("testCTQ5MI.root", "RECREATE");
70     TCanvas can("CTQ5MI", "");
71     TGraphAsymmErrors* g_g(NULL);
72     TGraphAsymmErrors* g_u(NULL);
73     TGraphAsymmErrors* g_d(NULL);
74     TGraphAsymmErrors* g_s(NULL);
75
76     for(double x_i = 0.0001; x_i <= 1.0001; x_i += 0.0001)
77     {
78         int irt(0);
79
80         x[i] = x_i;
81         y_g[i] = 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 0, x[i], Q, irt);
82         y_u[i] = 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 1, x[i], Q, irt);
83         y_d[i] = 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 2, x[i], Q, irt);
84         y_s[i] = 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 3, x[i], Q, irt);
85
86         y_gL[i] = y_g[i] - 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 0, x[i], QLow, irt);
87         y_uL[i] = y_u[i] - 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 1, x[i], QLow, irt);
88         y_dL[i] = y_d[i] - 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 2, x[i], QLow, irt);
89         y_sL[i] = y_s[i] - 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 3, x[i], QLow, irt);
90
91         y_gH[i] = 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 0, x[i], QHigh, irt) - y_g[i];
92         y_uH[i] = 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 1, x[i], QHigh, irt) - y_u[i];
93         y_dH[i] = 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 2, x[i], QHigh, irt) - y_d[i];
94         y_sH[i] = 3 * pow(x_i, 2. / 3.) * CTQ5DF(1, 3, x[i], QHigh, irt) - y_s[i];
95
96         Tools::progress(i, N, "\tComputing: ");
97         i++;
98     }
99     std::cout << std::endl;
100
101     g_g = new TGraphAsymmErrors(N, x, y_g, xErr, xErr, y_gL, y_gH);
102     g_g->SetTitle("; momentum fraction x; 3x^{5/3} #times f_{pdf}(x)");
103     g_g->SetLineColor(kRed + 1);
104     g_g->SetLineWidth(3);
105     g_g->SetFillColor(kRed - 9);
106     //g_g->SetFillStyle(1001);
107
108     g_u = new TGraphAsymmErrors(N, x, y_u, xErr, xErr, y_uL, y_uH);
109     g_u->SetTitle("; momentum fraction x; 3x^{5/3} #times f_{pdf}(x)");
110     g_u->SetLineColor(kGreen - 1);
111     g_u->SetLineWidth(3);
112     g_u->SetFillColor(kGreen - 9);
113     //g_u->SetFillStyle(1001);
114
115     g_d = new TGraphAsymmErrors(N, x, y_d, xErr, xErr, y_dL, y_dH);
116     g_d->SetTitle("; momentum fraction x; 3x^{5/3} #times f_{pdf}(x)");

```

```

117 g_d->SetLineColor(kBlue);
118 g_d->SetLineWidth(3);
119 g_d->SetFillColor(kBlue - 9);
120 //g_d->SetFillStyle(1001);
121
122 g_s = new TGraphAsymmErrors(N, x, y_s, xErr, xErr, y_sL, y_sH);
123 g_s->SetTitle("; momentum fraction x; 3x^{5/3} #times f_{pdf}(x)");
124 g_s->SetLineColor(kViolet);
125 g_s->SetLineWidth(3);
126 g_s->SetFillColor(kViolet - 9);
127 //g_s->SetFillStyle(1001);
128
129 can.cd();
130 g_g->Draw("AL4");
131 g_u->Draw("SAMEL4");
132 g_d->Draw("SAMEL4");
133 g_s->Draw("SAMEL4");
134
135 can.SetLogx();
136 g_g->GetXaxis()->SetRangeUser(pow(10, -3), 1.);
137 can.Update();
138
139 oss << "CTEQ5MI at Q = " << Q << " GeV";
140 myText(0.5, 0.88, kBlack, oss.str().c_str());
141 oss.str("");
142
143 oss << "g #topbar";
144 myText(0.5, 0.82, kRed + 1, oss.str().c_str());
145 oss.str("");
146
147 oss << "u #topbar";
148 myText(0.5, 0.76, kGreen - 1, oss.str().c_str());
149 oss.str("");
150
151 oss << "d #topbar";
152 myText(0.75, 0.82, kBlue, oss.str().c_str());
153 oss.str("");
154
155 oss << "s #topbar";
156 myText(0.75, 0.76, kViolet, oss.str().c_str());
157 oss.str("");
158
159 can.Print("./test.pdf");
160 can.Write();
161 out.Close();
162
163 std::cout << g_g->Integral() << "\t";
164 std::cout << g_u->Integral() << "\t";
165 std::cout << g_d->Integral() << "\t";
166 std::cout << g_s->Integral() << std::endl;
167 }
168
169 double PDFProvider::CTQ5PD(unsigned int iSet, int iParton, double x, double Q,
170 int& irt)
171 {
172     if(x < pow(10., -6) || x > 1. || Q < .99 || Q > 10000.)
173     {
174         irt = 1;
175         return 0.;

```

```
176     }
177
178     irt = 0;
179     if(iSet == 3)
180         return ctq5L(iParton, x, Q);
181     else if(iSet == 1)
182         return ctq5MI(iParton, x, Q);
183     else
184     {
185         std::cout << "iSet = " << iSet << " has not been parametrized.\n";
186         std::cout << "Use the interpolation-table version instead.";
187         std::cout << std::endl;
188
189         return 0.;
190     }
191
192     return 0.;
193 }
194
195 double PDFProvider::CTQ5DF(unsigned int iSet, int iParton, double x,
196     double Q, int& irt)
197 {
198     return x * CTQ5PD(iSet, iParton, x, Q, irt);
199 }
200
201 double PDFProvider::ctq5MI(unsigned int iParton, double x, double Q)
202 {
203     int ii(iParton);
204
205     if(ii > 2)
206         ii = -ii;
207
208     if(ii == -1)
209     {
210         double sum(faux5MI(-1, x, Q));
211         double ratio(faux5MI(-2, x, Q));
212         return sum / (1. + ratio);
213     }
214     else if(ii == -2)
215     {
216         double sum(faux5MI(-1, x, Q));
217         double ratio(faux5MI(-2, x, Q));
218         return sum * ratio / (1. + ratio);
219     }
220     else if(ii >= -5)
221         return faux5MI(ii, x, Q);
222     else
223         return 0.;
224 }
225
226 double PDFProvider::faux5MI(unsigned int iParton, double x, double Q)
227 {
228     int iFl(2), nex(8);
229     double tmp(0.), sb(0.), sb1(0.), sb2(0.), y(0.), u(0.);
230     double part1(0.), part2(0.), part3(0.), part4(0.);
231     double value(0.);
232     std::vector<double> af(9, 0.);
233     std::map<int, double> alfvec, qmavec, mexvec, mlfvec, ut1vec, ut2vec;
234     std::map<int, std::vector<std::vector<double>>> am;
```

```

235
236     mexvec[iF1] = 8;
237     mlfvec[iF1] = 2;
238     ut1vec[iF1] = 0.5141718E+01;
239     ut2vec[iF1] = -0.1346944E+01;
240     alfvec[iF1] = 0.5260555E+00;
241     qmavec[iF1] = 0.;
242
243     am[iF1] = std::vector<std::vector<double>>(9);
244
245     am[iF1].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
246     am[iF1].at(0).push_back(0.4289071E+01);
247     am[iF1].at(0).push_back(-0.2536870E+01);
248     am[iF1].at(0).push_back(-0.1259948E+01);
249
250     am[iF1].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
251     am[iF1].at(1).push_back(0.9839410E+00);
252     am[iF1].at(1).push_back(0.4168426E-01);
253     am[iF1].at(1).push_back(-0.5018952E-01);
254
255     am[iF1].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
256     am[iF1].at(2).push_back(-0.1651961E+02);
257     am[iF1].at(2).push_back(0.9246261E+01);
258     am[iF1].at(2).push_back(0.5996400E+01);
259
260     am[iF1].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
261     am[iF1].at(3).push_back(-0.2077936E+02);
262     am[iF1].at(3).push_back(0.9786469E+01);
263     am[iF1].at(3).push_back(0.7656465E+01);
264
265     am[iF1].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
266     am[iF1].at(4).push_back(0.3054926E+02);
267     am[iF1].at(4).push_back(0.1889536E+01);
268     am[iF1].at(4).push_back(0.1380541E+01);
269
270     am[iF1].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
271     am[iF1].at(5).push_back(0.3084695E+02);
272     am[iF1].at(5).push_back(-0.1212303E+02);
273     am[iF1].at(5).push_back(-0.1053551E+02);
274
275     am[iF1].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
276     am[iF1].at(6).push_back(-0.1426778E+02);
277     am[iF1].at(6).push_back(0.6239537E+01);
278     am[iF1].at(6).push_back(0.5254819E+01);
279
280     am[iF1].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
281     am[iF1].at(7).push_back(-0.1909811E+02);
282     am[iF1].at(7).push_back(0.3695678E+01);
283     am[iF1].at(7).push_back(0.5495729E+01);
284
285     am[iF1].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
286     am[iF1].at(8).push_back(0.1889751E-01);
287     am[iF1].at(8).push_back(0.5027193E-02);
288     am[iF1].at(8).push_back(0.6624896E-03);
289
290     //=====
291
292     iF1--; // 1
293

```

```
294 | mexvec[iFl] = 8;
295 | mlfvec[iFl] = 2;
296 | ut1vec[iFl] = 0.4138426E+01;
297 | ut2vec[iFl] = -0.3221374E+01;
298 | alfvec[iFl] = 0.4960962E+00;
299 | qmavec[iFl] = 0.;
300 |
301 | am[iFl] = std::vector<std::vector<double>>(9);
302 |
303 | am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
304 | am[iFl].at(0).push_back(0.1332497E+01);
305 | am[iFl].at(0).push_back(-0.3703718E+00);
306 | am[iFl].at(0).push_back(0.1288638E+00);
307 |
308 | am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
309 | am[iFl].at(1).push_back(0.7544687E+00);
310 | am[iFl].at(1).push_back(0.3255075E-01);
311 | am[iFl].at(1).push_back(-0.4706680E-01);
312 |
313 | am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
314 | am[iFl].at(2).push_back(-0.7638814E+00);
315 | am[iFl].at(2).push_back(0.5008313E+00);
316 | am[iFl].at(2).push_back(-0.9237374E-01);
317 |
318 | am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
319 | am[iFl].at(3).push_back(-0.3689889E+00);
320 | am[iFl].at(3).push_back(-0.1055098E+01);
321 | am[iFl].at(3).push_back(-0.4645065E+00);
322 |
323 | am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
324 | am[iFl].at(4).push_back(0.3991610E+02);
325 | am[iFl].at(4).push_back(0.1979881E+01);
326 | am[iFl].at(4).push_back(0.1775814E+01);
327 |
328 | am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
329 | am[iFl].at(5).push_back(0.6201080E+01);
330 | am[iFl].at(5).push_back(0.2046288E+01);
331 | am[iFl].at(5).push_back(0.3804571E+00);
332 |
333 | am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
334 | am[iFl].at(6).push_back(-0.8027900E+00);
335 | am[iFl].at(6).push_back(-0.7011688E+00);
336 | am[iFl].at(6).push_back(-0.8049612E+00);
337 |
338 | am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
339 | am[iFl].at(7).push_back(-0.8631305E+01);
340 | am[iFl].at(7).push_back(-0.3981200E+01);
341 | am[iFl].at(7).push_back(0.6970153E+00);
342 |
343 | am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
344 | am[iFl].at(8).push_back(0.2371230E-01);
345 | am[iFl].at(8).push_back(0.5372683E-02);
346 | am[iFl].at(8).push_back(0.1118701E-02);
347 |
348 | //=====
349 |
350 | iFl--; // 0
351 |
352 | mexvec[iFl] = 8;
```

```

353 |     mlfvec[iFl] = 2;
354 |     ut1vec[iFl] = -0.1026789E+01;
355 |     ut2vec[iFl] = -0.9051707E+01;
356 |     alfvec[iFl] = 0.9462977E+00;
357 |     qmavec[iFl] = 0.;
358 |
359 |     am[iFl] = std::vector<std::vector<double>>(9);
360 |
361 |     am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
362 |     am[iFl].at(0).push_back(0.1191990E+03);
363 |     am[iFl].at(0).push_back(-0.8548739E+00);
364 |     am[iFl].at(0).push_back(-0.1963040E+01);
365 |
366 |     am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
367 |     am[iFl].at(1).push_back(-0.9449972E+02);
368 |     am[iFl].at(1).push_back(0.1074771E+01);
369 |     am[iFl].at(1).push_back(0.2056055E+01);
370 |
371 |     am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
372 |     am[iFl].at(2).push_back(0.3701064E+01);
373 |     am[iFl].at(2).push_back(-0.1167947E-02);
374 |     am[iFl].at(2).push_back(0.1933573E+00);
375 |
376 |     am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
377 |     am[iFl].at(3).push_back(0.1171345E+03);
378 |     am[iFl].at(3).push_back(-0.1064540E+01);
379 |     am[iFl].at(3).push_back(-0.1875312E+01);
380 |
381 |     am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
382 |     am[iFl].at(4).push_back(-0.1014453E+03);
383 |     am[iFl].at(4).push_back(-0.5707427E+00);
384 |     am[iFl].at(4).push_back(0.4511242E-01);
385 |
386 |     am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
387 |     am[iFl].at(5).push_back(0.6365168E+01);
388 |     am[iFl].at(5).push_back(0.1275354E+01);
389 |     am[iFl].at(5).push_back(-0.4964081E+00);
390 |
391 |     am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
392 |     am[iFl].at(6).push_back(-0.3370693E+01);
393 |     am[iFl].at(6).push_back(-0.1122020E+01);
394 |     am[iFl].at(6).push_back(0.5947751E-01);
395 |
396 |     am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
397 |     am[iFl].at(7).push_back(-0.5327270E+01);
398 |     am[iFl].at(7).push_back(-0.9293556E+00);
399 |     am[iFl].at(7).push_back(0.6629940E+00);
400 |
401 |     am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
402 |     am[iFl].at(8).push_back(0.2437513E-01);
403 |     am[iFl].at(8).push_back(0.1600939E-02);
404 |     am[iFl].at(8).push_back(0.6855336E-03);
405 |
406 |     //=====
407 |
408 |     iFl--; // -1
409 |
410 |     mexvec[iFl] = 8;
411 |     mlfvec[iFl] = 2;

```



```
412    ut1vec[iFl] = 0.5243571E+01;
413    ut2vec[iFl] = -0.2870513E+01;
414    alfvec[iFl] = 0.6701448E+00;
415    qmavec[iFl] = 0.;
416
417    am[iFl] = std::vector<std::vector<double>>(9);
418
419    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
420    am[iFl].at(0).push_back(0.2428863E+02);
421    am[iFl].at(0).push_back(0.1907035E+01);
422    am[iFl].at(0).push_back(-0.4606457E+00);
423
424    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
425    am[iFl].at(1).push_back(0.2006810E+01);
426    am[iFl].at(1).push_back(-0.1265915E+00);
427    am[iFl].at(1).push_back(0.7153556E-02);
428
429    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
430    am[iFl].at(2).push_back(-0.1884546E+02);
431    am[iFl].at(2).push_back(-0.2339471E+01);
432    am[iFl].at(2).push_back(0.5740679E+01);
433
434    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
435    am[iFl].at(3).push_back(-0.2527892E+02);
436    am[iFl].at(3).push_back(-0.2044124E+01);
437    am[iFl].at(3).push_back(0.1280470E+02);
438
439    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
440    am[iFl].at(4).push_back(-0.1013824E+03);
441    am[iFl].at(4).push_back(-0.1594199E+01);
442    am[iFl].at(4).push_back(0.2216401E+00);
443
444    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
445    am[iFl].at(5).push_back(0.8070930E+02);
446    am[iFl].at(5).push_back(0.1792072E+01);
447    am[iFl].at(5).push_back(-0.2164364E+02);
448
449    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
450    am[iFl].at(6).push_back(-0.4641050E+02);
451    am[iFl].at(6).push_back(0.1977338E+00);
452    am[iFl].at(6).push_back(0.1273014E+02);
453
454    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
455    am[iFl].at(7).push_back(-0.3910568E+02);
456    am[iFl].at(7).push_back(0.1719632E+01);
457    am[iFl].at(7).push_back(0.1086525E+02);
458
459    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
460    am[iFl].at(8).push_back(-0.1185496E+01);
461    am[iFl].at(8).push_back(-0.1905847E+00);
462    am[iFl].at(8).push_back(-0.8744118E-03);
463
464    //=====
465
466    iFl--; // -2
467
468    mexvec[iFl] = 7;
469    mlfvec[iFl] = 2;
470    ut1vec[iFl] = 0.4782210E+01;
```

```

471    ut2vec[iFl] = -0.1976856E+02;
472    alfvec[iFl] = 0.7558374E+00;
473    qmavec[iFl] = 0.;
474
475    am[iFl] = std::vector<std::vector<double>>(8);
476
477    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
478    am[iFl].at(0).push_back(-0.6216935E+00);
479    am[iFl].at(0).push_back(0.2369963E+00);
480    am[iFl].at(0).push_back(-0.7909949E-02);
481
482    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
483    am[iFl].at(1).push_back(0.1245440E+01);
484    am[iFl].at(1).push_back(-0.1031510E+00);
485    am[iFl].at(1).push_back(0.4916523E-02);
486
487    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
488    am[iFl].at(2).push_back(-0.7060824E+01);
489    am[iFl].at(2).push_back(-0.3875283E-01);
490    am[iFl].at(2).push_back(0.1784981E+00);
491
492    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
493    am[iFl].at(3).push_back(-0.7430595E+01);
494    am[iFl].at(3).push_back(0.1964572E+00);
495    am[iFl].at(3).push_back(-0.1284999E+00);
496
497    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
498    am[iFl].at(4).push_back(-0.6897810E+01);
499    am[iFl].at(4).push_back(0.2620543E+01);
500    am[iFl].at(4).push_back(0.8012553E-02);
501
502    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
503    am[iFl].at(5).push_back(0.1507713E+02);
504    am[iFl].at(5).push_back(0.2340307E-01);
505    am[iFl].at(5).push_back(0.2482535E+01);
506
507    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
508    am[iFl].at(6).push_back(-0.1815341E+01);
509    am[iFl].at(6).push_back(-0.1538698E+01);
510    am[iFl].at(6).push_back(-0.2014208E+01);
511
512    am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
513    am[iFl].at(7).push_back(-0.2571932E+02);
514    am[iFl].at(7).push_back(0.2903941E+00);
515    am[iFl].at(7).push_back(-0.2848206E+01);
516
517    //=====
518
519    iFl--; // -3
520
521    mexvec[iFl] = 7;
522    mlfvec[iFl] = 2;
523    ut1vec[iFl] = 0.4518239E+01;
524    ut2vec[iFl] = -0.2690590E+01;
525    alfvec[iFl] = 0.6124079E+00;
526    qmavec[iFl] = 0.;
527
528    am[iFl] = std::vector<std::vector<double>>(8);
529

```

```
530 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
531 am[iFl].at(0).push_back(-0.2734458E+01);
532 am[iFl].at(0).push_back(-0.7245673E+00);
533 am[iFl].at(0).push_back(-0.6351374E+00);
534
535 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
536 am[iFl].at(1).push_back(0.2927174E+01);
537 am[iFl].at(1).push_back(0.4822709E+00);
538 am[iFl].at(1).push_back(-0.1088787E-01);
539
540 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
541 am[iFl].at(2).push_back(-0.1771017E+02);
542 am[iFl].at(2).push_back(-0.1416635E+01);
543 am[iFl].at(2).push_back(0.8467622E+01);
544
545 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
546 am[iFl].at(3).push_back(-0.4972782E+02);
547 am[iFl].at(3).push_back(-0.3348547E+01);
548 am[iFl].at(3).push_back(0.1767061E+02);
549
550 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
551 am[iFl].at(4).push_back(-0.7102770E+01);
552 am[iFl].at(4).push_back(-0.3205337E+01);
553 am[iFl].at(4).push_back(0.4101704E+00);
554
555 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
556 am[iFl].at(5).push_back(0.7169698E+02);
557 am[iFl].at(5).push_back(-0.2205985E+01);
558 am[iFl].at(5).push_back(-0.2463931E+02);
559
560 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
561 am[iFl].at(6).push_back(-0.4090347E+02);
562 am[iFl].at(6).push_back(0.2103486E+01);
563 am[iFl].at(6).push_back(0.1416507E+02);
564
565 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
566 am[iFl].at(7).push_back(-0.2952639E+02);
567 am[iFl].at(7).push_back(0.5376136E+01);
568 am[iFl].at(7).push_back(0.7825585E+01);
569
570 //=====
571
572 iFl--; // -4
573
574 mexvec[iFl] = 7;
575 mlfvec[iFl] = 2;
576 ut1vec[iFl] = 0.2783230E+01;
577 ut2vec[iFl] = -0.1746328E+01;
578 alfvec[iFl] = 0.1115653E+01;
579 qmavec[iFl] = 0.1300000E+01;
580
581 am[iFl] = std::vector<std::vector<double>>(8);
582
583 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
584 am[iFl].at(0).push_back(-0.1743872E+01);
585 am[iFl].at(0).push_back(-0.1128921E+01);
586 am[iFl].at(0).push_back(-0.2841969E+00);
587
588 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
```

```

589 am[iFl].at(1).push_back(0.3345755E+01);
590 am[iFl].at(1).push_back(0.3187765E+00);
591 am[iFl].at(1).push_back(0.1378124E+00);
592
593 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
594 am[iFl].at(2).push_back(-0.2037615E+02);
595 am[iFl].at(2).push_back(0.4121687E+01);
596 am[iFl].at(2).push_back(0.2236520E+00);
597
598 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
599 am[iFl].at(3).push_back(-0.4703104E+02);
600 am[iFl].at(3).push_back(0.5353087E+01);
601 am[iFl].at(3).push_back(-0.1455347E+01);
602
603 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
604 am[iFl].at(4).push_back(-0.1060230E+02);
605 am[iFl].at(4).push_back(-0.1551122E+01);
606 am[iFl].at(4).push_back(-0.1078863E+01);
607
608 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
609 am[iFl].at(5).push_back(0.5088892E+02);
610 am[iFl].at(5).push_back(-0.8197304E+01);
611 am[iFl].at(5).push_back(0.8083451E+01);
612
613 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
614 am[iFl].at(6).push_back(-0.2819070E+02);
615 am[iFl].at(6).push_back(0.4554086E+01);
616 am[iFl].at(6).push_back(-0.5890995E+01);
617
618 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
619 am[iFl].at(7).push_back(-0.1098238E+02);
620 am[iFl].at(7).push_back(0.2590096E+01);
621 am[iFl].at(7).push_back(-0.8062879E+01);
622
623 //=====
624
625 iFl--; // -5
626
627 mexvec[iFl] = 6;
628 mlfvec[iFl] = 2;
629 ut1vec[iFl] = 0.1619654E+02;
630 ut2vec[iFl] = -0.3367346E+01;
631 alfvec[iFl] = 0.5109891E-02;
632 qmavec[iFl] = 0.4500000E+01;
633
634 am[iFl] = std::vector<std::vector<double>>(7);
635
636 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
637 am[iFl].at(0).push_back(-0.6800138E+01);
638 am[iFl].at(0).push_back(0.2493627E+01);
639 am[iFl].at(0).push_back(-0.1075724E+01);
640
641 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
642 am[iFl].at(1).push_back(0.3036555E+01);
643 am[iFl].at(1).push_back(0.3324733E+00);
644 am[iFl].at(1).push_back(0.2008298E+00);
645
646 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
647 am[iFl].at(2).push_back(-0.5203879E+01);

```

```
648 am[iFl].at(2).push_back(-0.8493476E+01);
649 am[iFl].at(2).push_back(-0.4523208E+01);
650
651 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
652 am[iFl].at(3).push_back(-0.1524239E+01);
653 am[iFl].at(3).push_back(-0.3411912E+01);
654 am[iFl].at(3).push_back(-0.1771867E+02);
655
656 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
657 am[iFl].at(4).push_back(-0.1099444E+02);
658 am[iFl].at(4).push_back(0.1320930E+01);
659 am[iFl].at(4).push_back(-0.2353831E+01);
660
661 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
662 am[iFl].at(5).push_back(0.1699299E+02);
663 am[iFl].at(5).push_back(-0.3565802E+02);
664 am[iFl].at(5).push_back(0.3566872E+02);
665
666 am[iFl].push_back(std::vector<double>(3, 0.));
667 am[iFl].at(6).push_back(-0.1465793E+02);
668 am[iFl].at(6).push_back(0.2703365E+02);
669 am[iFl].at(6).push_back(-0.2176372E+02);
670
671 if(Q <= qmavec[iParton])
672     return 0.;
673
674 if(x >= 1.)
675     return 0.;
676
677 tmp = log(Q / alfvec[iParton]);
678 if(tmp <= 0.)
679     return 0.;
680
681 sb = log(tmp);
682 sb1 = sb - 1.2;
683 sb2 = pow(sb1, 2);
684
685 for(int i = 0; i <= nex; i++)
686 {
687     double sbx(1.);
688
689     af.at(i) = 0.;
690
691     for(unsigned int j = 0; j <= mlfvec[iParton]; j++)
692     {
693         if(i <= mexvec[iParton])
694             af.at(i) += sbx * am[iParton].at(i).at(j);
695
696         sbx *= sb1;
697     }
698 }
699
700 y = -log(x);
701 u = log(x / 0.00001);
702
703 part1 = af.at(1) * pow(y, 1. + 0.01 * af.at(4)) * (1. + af.at(8) * u);
704 part2 = af.at(0) * (1. - x) + af.at(3) * x;
705 part3 = x * (1. - x) * (af.at(5) + af.at(6)) * (1. - x) +
706     af.at(7) * x * (1. - x);
```

```

707 |     part4 = ut1vec[iParton] * log(1. - x) +
708 |         af.at(2) * log(1. + exp(ut2vec[iParton]) - x);
709 |
710 |     value = exp(log(x) + part1 + part2 + part3 + part4);
711 |     value = value * (1. - qmavec[iParton] / Q);
712 |
713 |     return value;
714 | }
715 |
716 | double PDFProvider::ctq5L(unsigned int iParton, double x, double Q)
717 | {
718 |     return 0. * faux5L(iParton, x, Q);
719 | }
720 |
721 | double PDFProvider::faux5L(unsigned int iParton, double x, double Q)
722 | {
723 |     return 0. * iParton * x * Q;
724 | }

```

Tools.h

```
1  #ifndef UTILITARIES_H_INCLUDED
2  #define UTILITARIES_H_INCLUDED
3
4  #include <cmath>
5  #include <cstdlib>
6  #include <cstdio>
7  #include <cstring>
8  #include <dirent.h>
9  #include <fstream>
10 #include <iostream>
11 #include <sstream>
12 #include <string>
13 #include <sys/param.h>
14 #include <sys/stat.h>
15 #include <sys/types.h>
16 #include <unistd.h>
17 #include <vector>
18
19 namespace Tools
20 {
21     void welcome(char *argv[]);
22     void split(std::string str, std::vector<std::string>& rec, char* sep = " ");
23     void progress(unsigned int counter, unsigned int max,
24                  std::string message = "");
25
26     bool isDir(std::string pathToDir = "./");
27     bool isFile(std::string pathToFile);
28     bool makeDir(std::string pathToDir);
29     bool startsWith(std::string str, std::string what);
30     bool endsWith(std::string str, std::string what);
31     bool isIn(unsigned int what, std::vector<unsigned int> who);
32     bool listDir(std::string path, std::vector<std::string>& list);
33
34     double roundWithSigNb(unsigned int nbSig, double who);
35
36     std::string isType(std::string str);
37     std::string replaceAll(std::string str, std::string what,
38                          std::string by = "");
39     std::string makeItAbsolute(std::string anyPath);
40     std::string makeItCWD(std::string anyPath);
41     std::string getFileName(std::string absPath);
42     std::string getFolderName(std::string absPath);
43     std::string getParentFolderName(std::string absPath);
44
45     double* vectorToTab(const std::vector<double>& vec);
46     std::vector<double> tabToVector(unsigned int N, double* tab);
47     std::vector<std::string> fileToStrings(std::string file);
48 }
49
50 #endif
```

Tools.cxx

```
1 #include "Tools.h"
2
3 namespace Tools
4 {
5     void welcome(char *argv[])
6     {
7         unsigned int index(0);
8
9         std::string myName(argv[0]);
10
11         index = int(myName.rfind("/"));
12         myName.replace(0, index + 1, "");
13
14         std::cout << "\nWelcome in " << myName << std::endl;
15     }
16
17 void split(std::string str, std::vector<std::string>& rec, char* sep)
18 {
19     char* buffer;
20     char* cstr;
21
22     std::string sBuffer;
23
24     cstr = new char[str.size() + 1];
25     strcpy(cstr, str.c_str());
26
27     buffer = strtok(cstr, sep);
28     while (buffer != NULL)
29     {
30         sBuffer = buffer;
31         rec.push_back(sBuffer);
32         buffer = strtok(NULL, sep);
33     }
34
35     delete[] cstr;
36 }
37
38 void progress(unsigned int counter, unsigned int max, std::string message)
39 {
40     unsigned int percentage(0);
41
42     std::ostringstream progress;
43
44     percentage = (int)(100 * (double) (counter + 1) / max);
45     progress << percentage;
46     std::cout << "\r" << message;
47     std::cout << progress.str() << "\%" << std::flush;
48
49     if(counter + 1 == max)
50         std::cout << std::endl;
51 }
52
53 bool isFile(std::string pathToFile)
54 {
55     std::ifstream file(pathToFile.c_str());
56
57     return file.is_open();
```



```
58     }
59
60     bool isDir(std::string pathToDir)
61     {
62         DIR *dp;
63
64         dp = opendir(pathToDir.c_str());
65         if(dp == NULL)
66             return false;
67         else
68             return true;
69     }
70
71     bool makeDir(std::string pathToDir)
72     {
73         int check = mkdir(pathToDir.c_str(),
74             S_IRWXU | S_IRWXG | S_IROTH | S_IXOTH);
75
76         if(check == 0)
77             return true;
78         else
79             return false;
80     }
81
82     bool startsWith(std::string str, std::string what)
83     {
84         std::string buffer;
85
86         if(str.size() < what.size())
87             return false;
88         else
89         {
90             buffer = str.substr(0, what.size());
91             return buffer == what;
92         }
93     }
94
95     bool endsWith(std::string str, std::string what)
96     {
97         int len(str.size());
98
99         std::string buffer;
100
101         if(str.size() < what.size())
102             return false;
103         else
104         {
105             buffer = str.substr(len - what.size(), what.size());
106             return buffer == what;
107         }
108     }
109
110     bool isIn(unsigned int what, std::vector<unsigned int> who)
111     {
112         bool check(false);
113
114         for(unsigned int i = 0; i < who.size(); i++)
115             if(who[i] == what)
116                 check = true;
```

```

117         return check;
118     }
119 }
120
121 bool listDir(std::string path, std::vector<std::string>& list)
122 {
123     struct dirent *entry;
124     DIR *dp;
125
126     dp = opendir(path.c_str());
127     if(dp == NULL)
128         return false;
129
130     while((entry = readdir(dp)))
131     {
132         std::string tmpStr(entry->d_name);
133
134         if(tmpStr != "." && tmpStr != "..")
135             list.push_back(tmpStr);
136     }
137
138     closedir(dp);
139     return true;
140 }
141
142 double roundWithSigNb(unsigned int nbSig, double who)
143 {
144     for(unsigned int i = 0; i < nbSig; i++)
145         who *= 10;
146
147     who = ceil(who);
148
149     for(unsigned int i = 0; i < nbSig; i++)
150         who /= 10;
151
152     return who;
153 }
154
155 std::string isType(std::string str)
156 {
157     if(str == "0")
158         return "int";
159     else if(str == "0.0")
160         return "double";
161     else if(atoi(str.c_str()) != 0)
162         return "int";
163     else if(atof(str.c_str()) != 0.0)
164         return "double";
165     else
166         return "string";
167 }
168
169 std::string replaceAll(std::string str, std::string what, std::string by)
170 {
171     unsigned int index(0);
172
173     int len(what.size());
174
175     if(!(str.size() < what.size()))

```

```
176     {
177         index = str.find(what);
178         while(index < str.size())
179         {
180             str.replace(index, len, by);
181             index = str.find(what);
182         }
183
184         return str;
185     }
186
187     return str;
188 }
189
190 std::string makeItAbsolute(std::string anyPath)
191 {
192     char path[MAXPATHLEN];
193
194     unsigned int index(0);
195
196     std::string cwd(""), absPath("");
197
198     if(startsWith(anyPath, "/" ) || startsWith(anyPath, "~"))
199     {
200         absPath = anyPath;
201         if(endsWith(absPath, "/"))
202             absPath.replace(absPath.size() - 1, 1, "");
203
204         return absPath;
205     }
206
207     getcwd(path, MAXPATHLEN);
208     cwd = path;
209
210     if(startsWith(anyPath, "./"))
211         anyPath.replace(0, 2, "");
212
213     anyPath = replaceAll(anyPath, "/./", "/");
214
215     while(startsWith(anyPath, "../"))
216     {
217         index = cwd.rfind("/");
218         cwd.replace(index, cwd.size() - index, "");
219         anyPath.replace(0, 3, "");
220     }
221
222     if(startsWith(anyPath, "/"))
223         absPath = cwd + anyPath;
224     else
225         absPath = cwd + "/" + anyPath;
226
227     if(endsWith(absPath, "/"))
228         absPath.replace(absPath.size() - 1, 1, "");
229
230     return absPath;
231 }
232
233 std::string makeItCWD(std::string anyPath)
234 {
```

```

235     unsigned int index(0);
236
237     anyPath = makeItAbsolute(anyPath);
238
239     index = anyPath.rfind("/");
240     anyPath.replace(index, anyPath.size() - index, "");
241
242     return anyPath;
243 }
244
245 std::string getFileName(std::string absPath)
246 {
247     unsigned int index(absPath.rfind("/"));
248
249     return absPath.substr(index + 1);
250 }
251
252 std::string getFolderName(std::string absPath)
253 {
254     unsigned int index(absPath.rfind("/"));
255
256     return absPath.substr(0, index);
257 }
258
259 std::string getParentFolderName(std::string absPath)
260 {
261     unsigned int index(absPath.rfind("/"));
262     std::string pName(getFolderName(absPath));
263
264     index = pName.rfind("/");
265     return pName.substr(index + 1);
266 }
267
268 double* vectorToTab(const std::vector<double>& vec)
269 {
270     double* tab = new double[vec.size()];
271
272     for(unsigned int i = 0; i < vec.size(); i++)
273         tab[i] = vec.at(i);
274
275     return tab;
276 }
277
278 std::vector<double> tabToVector(unsigned int N, double* tab)
279 {
280     std::vector<double> vector;
281
282     for(unsigned int i = 0; i < N; i++)
283         vector.push_back(tab[i]);
284
285     return vector;
286 }
287
288 std::vector<std::string> fileToStrings(std::string file)
289 {
290     char buffer[256];
291     std::ifstream in;
292     std::vector<std::string> strings;
293

```

```
294 |         if (isFile (file))
295 |             in.open (file.c_str());
296 |         else
297 |             return strings;
298 |
299 |         while (in.good())
300 |         {
301 |             in >> buffer;
302 |             if (!in.eof())
303 |                 strings.push_back (buffer);
304 |         }
305 |
306 |         return strings;
307 |     }
308 | }
```

Annexe C

Fonctions de transfert des jets de b

Les figures C.1, C.2 et C.3 montrent la différence d'énergie entre le parton et le jet associé dans trois classes en η .

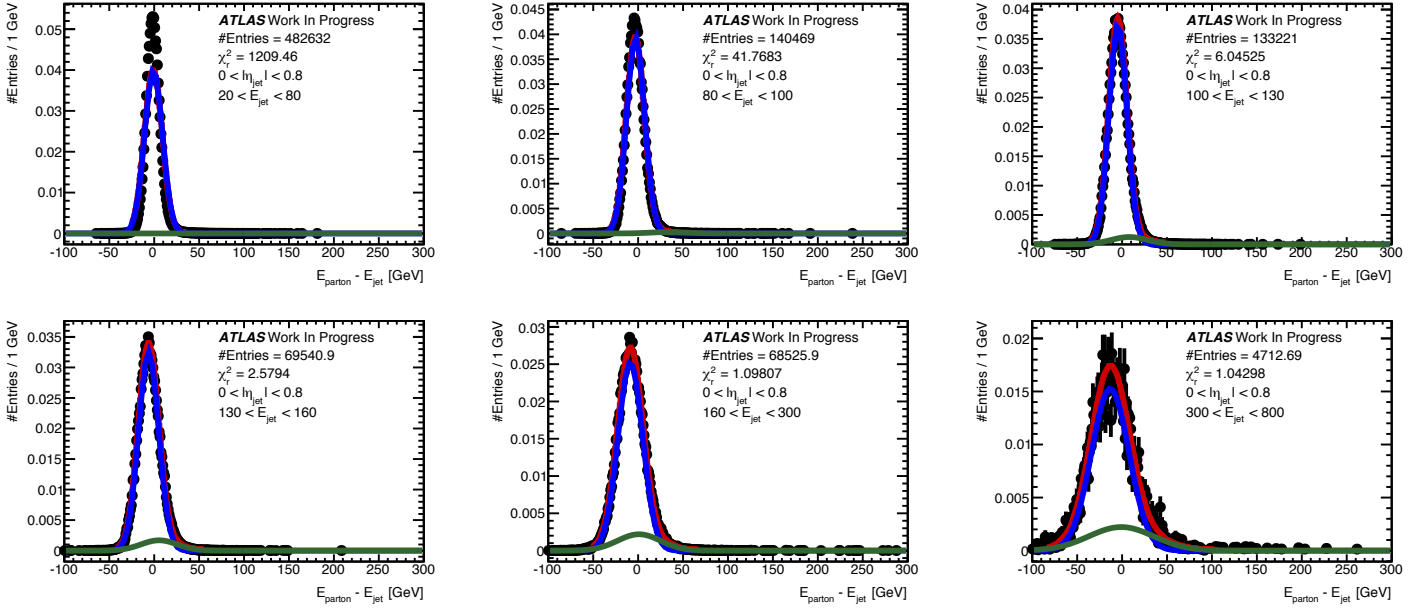


FIGURE C.1: Différence entre l'énergie du parton et l'énergie du jet associé, dans la classe $|\eta| \in [0; 0.8]$

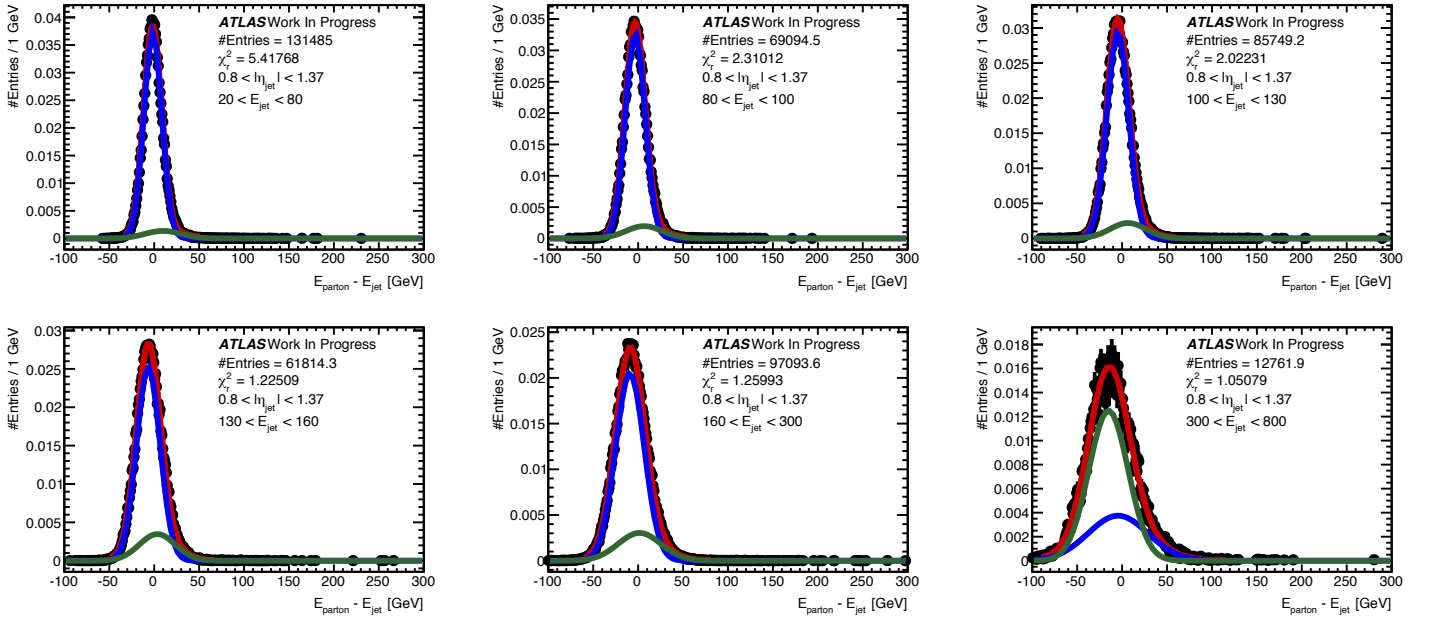


FIGURE C.2: Différence entre l'énergie du parton et l'énergie du jet associé, dans la classe $|\eta| \in [0,8;1,37]$

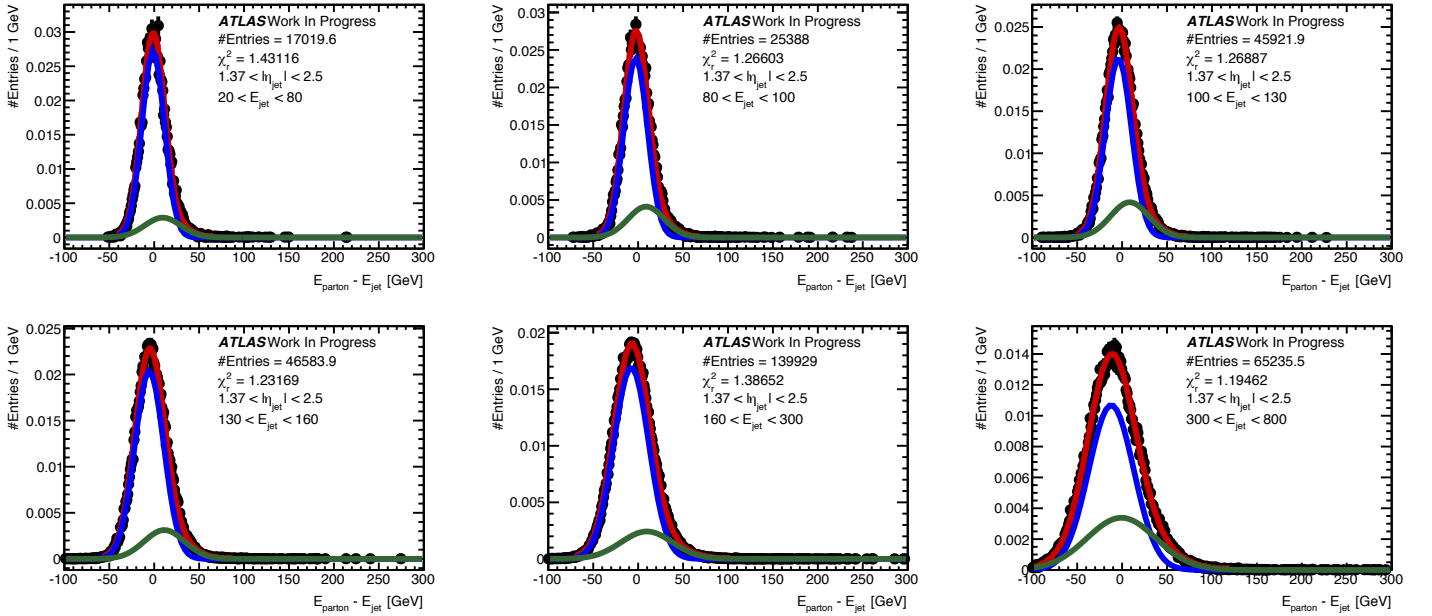


FIGURE C.3: Différence entre l'énergie du parton et l'énergie du jet associé, dans la classe $|\eta| \in [1,37;2,5]$

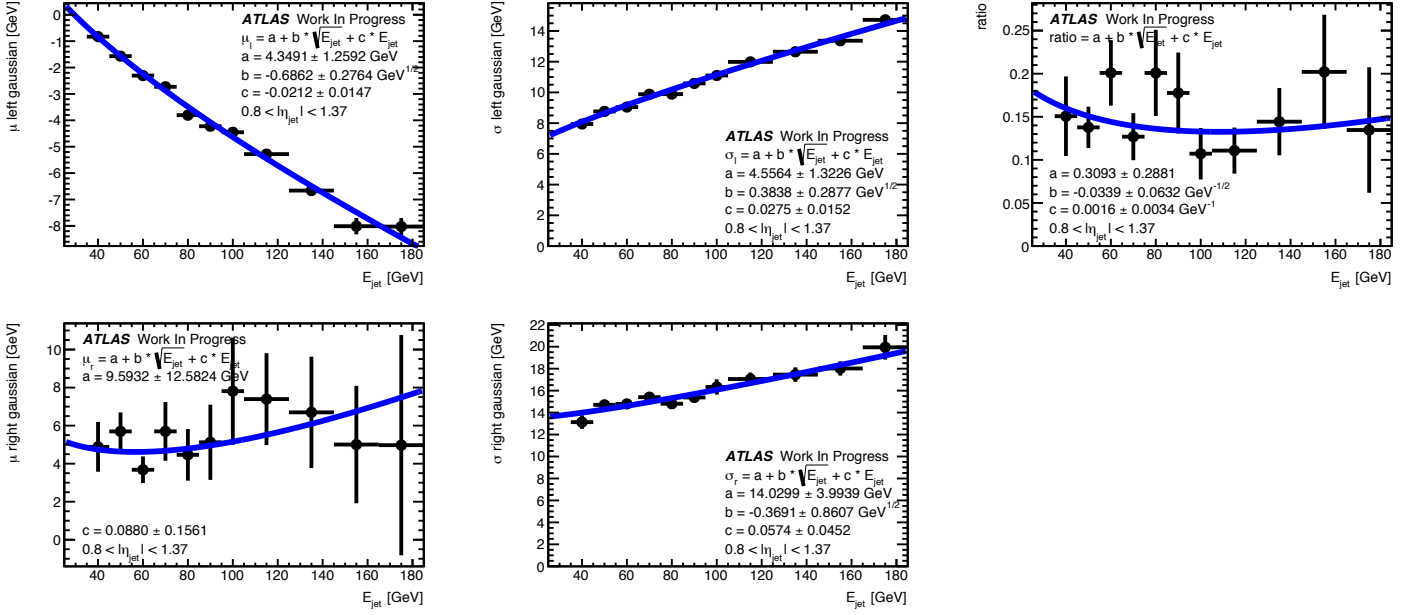


FIGURE C.4: Dépendance en E_{jet} des 5 paramètres de la fonction de transfert pour la classe $|\eta| \in [0,8;1,37]$. Les courbes rouges sont des ajustements de la forme $a + b \times \sqrt{E_{\text{jet}}} + c \times E_{\text{jet}}$.

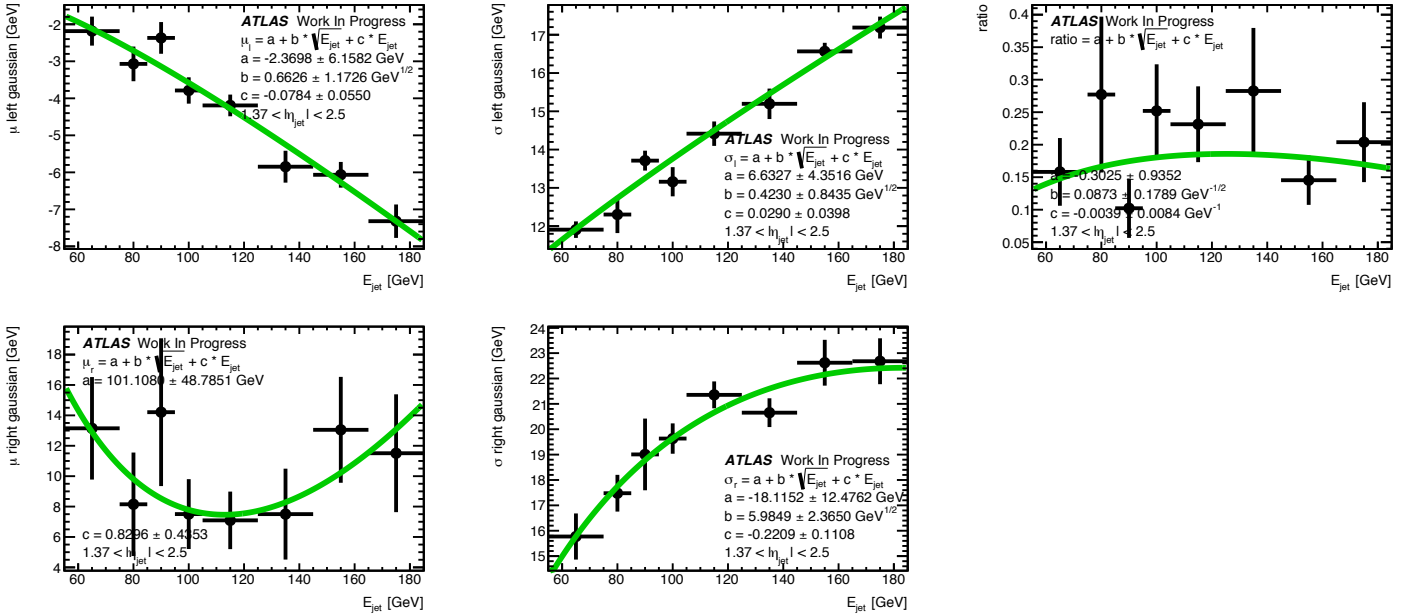


FIGURE C.5: Dépendance en E_{jet} des 5 paramètres de la fonction de transfert pour la classe $|\eta| \in [1,37;2,5]$. Les courbes rouges sont des ajustements de la forme $a + b \times \sqrt{E_{\text{jet}}} + c \times E_{\text{jet}}$.

Annexe D

Code source de soumission d'un calcul MADWEIGHT sur la grille

La soumission d'un calcul MADWEIGHT sur la grille consiste à envoyer le programme MADWEIGHT sur la grille accompagné de scripts de configuration et des événements à analyser.

Le script de soumission révolue autour d'un script principal que l'utilisateur exécute : Smart-Submit.py. Celui-ci réunie dans un même dossier le programme MADWEIGHT, les scripts d'exécution de MADWEIGHT LocalSubmission, un exécutable python3.2, le script de configuration de l'analyse ainsi que les données analysées.

SmartSubmit.py

Ce script fait appel au programme PanDA, dont l'exécutable est *prun*, pour envoyer sur la grille le contenu d'un dossier ZoneOfSubmission et exécuter le script d'exécution locale d'un calcul MADWEIGHT.

```

1  #!/usr/bin/env python
2  # -*-coding:Utf-8 -*
3
4  import argparse
5  import os
6  import shutil
7  import subprocess
8  import sys
9
10 # Arguments definition
11 parser = argparse.ArgumentParser(description = 'SmartSubmit.py is designed to'
12                                     + ' submit MW jobs to ATLAS grid using prun.')
13
14 parser.add_argument('outDS', type = str ,
15                     help = 'Name of the outDS. '
16                     + 'Must be user.nickname.date.jobdescription')
17
18 parser.add_argument('--inputPath', type = str , default = '../../JobInput',
19                     help = 'Path to input directories')
20
21 parser.add_argument('--MC', dest = 'massMC', type = int , default = -1,
22                     help = 'Defines which MC is to be used, '
23                     + 'do not use if running on data')
24
25 parser.add_argument('--doBG', dest = 'doBG', type = int , default = -1,
26                     help = 'Defines which background settings to use: '
27                     + '-1 is signal, 0 is Wt, 1 is Wtbar and 2 is ttbar')
28
29 parser.add_argument('--nbJobs', dest = 'nbJobs', type = int , default = -1,
30                     help = 'Use to define the number of subjob. '
31                     + 'Default is as many as number of .lhco')
32
33 args = parser.parse_args()
34
35 # Arguments handling
36 outDS = args.outDS
37 inputPath = os.path.abspath(args.inputPath)
38 massMC = args.massMC
39 nbJobs = args.nbJobs
40 doBG = args.doBG
41
42 print("\n===Arguments list===")
43 print(outDS)
44 print(inputPath)
45 print(massMC)
46 print(doBG)
47 print(nbJobs)
48 print("===End===\n")
49
50 # Retrieving list of directories of interest
51 dirList = os.listdir(inputPath)
52

```

```

53 | dirName = []
54 |
55 | if massMC != -1:
56 |     name = "mc" + str(massMC)
57 |     for dataDir in dirList:
58 |         if name in dataDir:
59 |             dirPath = inputPath + "/" + dataDir
60 |             if os.path.isdir(dirPath):
61 |                 dirName.append(dirPath)
62 | else:
63 |     name = "data"
64 |     for dataDir in dirList:
65 |         if name in dataDir:
66 |             dirPath = inputPath + "/" + dataDir
67 |             if os.path.isdir(dirPath):
68 |                 dirName.append(dirPath)
69 |
70 | print("==Data directory==")
71 | print(dirName)
72 | print("==End==\n")
73 |
74 | settingsPath = os.path.abspath("Settings")
75 | zonePath = os.path.abspath("ZoneOfSubmission")
76 | os.chdir(zonePath)
77 |
78 | for name in dirName:
79 |     listDir = os.listdir(name + "/")
80 |
81 |     if nbJobs == -1:
82 |         nJobs = len(listDir)
83 |     elif nbJobs > len(listDir):
84 |         nJobs = len(listDir)
85 |     else:
86 |         nJobs = nbJobs
87 |
88 |     print(nJobs)
89 |
90 |     baseName = "." + os.path.basename(name)
91 |     chan = baseName[-5:]
92 |     if doBG == 2:
93 |         settingsName = "ttbar_" + chan
94 |     elif doBG == 0 and massMC != -1:
95 |         settingsName = "Wt_" + chan + "_" + str(massMC)
96 |     elif doBG == 1 and massMC != -1:
97 |         settingsName = "Wtbar_" + chan + "_" + str(massMC)
98 |     elif doBG == 0:
99 |         settingsName = "Wt_" + chan
100 |     elif doBG == 1:
101 |         settingsName = "Wtbar_" + chan
102 |     else:
103 |         settingsName = os.path.basename(name)
104 |
105 |     settingsFile = settingsPath + "/" + settingsName + ".py"
106 |
107 |     shutil.copy(settingsFile, zonePath)
108 |     shutil.make_archive(baseName, "gztar", root_dir = name)
109 |
110 |     baseName = os.path.basename(name)
111 |

```

```

112 excludedSite = 'ANALY_VICTORIA'
113 excludedSite += ',ANALY_GRIF-LAL'
114 excludedSite += ',ANALY_ROMANIA07'
115 excludedSite += ',ANALY_GLASGOW_SL6'
116 excludedSite += ',ANALY_MCGILL'
117 excludedSite += ',ANALY_MANC_SL6'
118 excludedSite += ',ANALY_SCINET'
119 excludedSite += ',ANALY_HEPHY-UIBK'
120 excludedSite += ',ANALY_INFN-LECCE'
121 excludedSite += ',ANALY_CAM_SL6'
122 excludedSite += ',ANALY_UTFSM'
123 excludedSite += ',ANALY_SLAC'
124 excludedSite += ',ANALY_OX_SL6'
125 excludedSite += ',ANALY_BU_ATLAS_Tier2_SL6'
126 excludedSite += ',ANALY_MANC_SL6'
127 excludedSite += ',ANALY_BNL_LONG'
128 excludedSite += ',ANALY_BNL_SHORT'
129 excludedSite += ',ANALY_LRZ'
130 excludedSite += ',ANALY_LANCS_SL6'
131 excludedSite += ',ANALY_NIKHEF-ELPROD_SHORT'
132 excludedSite += ',ANALY_IEPSAS-Kosice'
133 excludedSite += ',ANALY_ARC'
134 excludedSite += ',ANALY_FZK_SHORT'
135 excludedSite += ',ANALY_ROMANIA07'
136
137 nJobsLeft = nJobs
138 randStart = 1
139 while nJobsLeft != 0:
140     if nJobsLeft > 200:
141         execArg = "source Job.sh " + settingsName + " " + baseName
142         execArg = execArg + " " + "%RNDM:"
143         execArg = execArg + str(randStart)
144         cmd = ['prun', '--exec', execArg, '--nJobs', str(200),
145               '--outDS', outDS, '--extFile', '*.tar.gz',
146               '--outputs', 'Output.tar.gz',
147               '--excludedSite', excludedSite ]
148         nJobsLeft = nJobsLeft - 200
149         randStart = randStart + 200
150         retcode = subprocess.call(cmd)
151     else:
152         execArg = "source Job.sh " + settingsName + " " + baseName
153         execArg = execArg + " " + "%RNDM:"
154         execArg = execArg + str(randStart)
155         cmd = ['prun', '--exec', execArg, '--nJobs', str(nJobsLeft),
156               '--outDS', outDS, '--extFile', '*.tar.gz',
157               '--outputs', 'Output.tar.gz',
158               '--excludedSite', excludedSite ]
159         retcode = subprocess.call(cmd)
160         nJobsLeft = nJobsLeft - nJobsLeft
161         randStart = randStart + nJobsLeft
162
163 os.remove(zonePath + "/" + os.path.basename(settingsFile))
164 os.remove(baseName + ".tar.gz")

```

Job.sh

Ce script est exécuté sur la grille, il configure l'environnement pour exécuter MADWEIGHT et compresse les résultats du calcul dans une archive qui peut ensuite être récupérée par l'utilisateur.

```
1  #!/bin/sh
2
3  # Argument parsing
4  function help {
5      echo "Problem. Usage is: ./MWJob.sh MySettings tarFile i" >&2
6      exit 1
7  }
8
9  echo "Args = $*"
10
11  settings=$1
12  tarFile=$2
13  number=$3
14
15  nameRun=$settings$number
16
17  let "max = 4 - ${#number}"
18
19  for (( c=1; c<=max; c++))
20  do
21      number=0$number
22  done
23
24  #Test fortran compilers
25  mkdir mybin
26  GFORTRAN=1
27  which gfortran || GFORTRAN=0
28  cd mybin
29  which f77 || ln -s 'which gfortran' f77
30  which g77 || ln -s 'which gfortran' g77
31  test 'ls | wc -l' -gt 0 && test $GFORTRAN -eq 0 && exit 11
32  cd ..
33
34  #Untar
35  tar -xzf $tarFile.tar.gz
36  tar -xzf WorkingEnv.tar.gz
37  export LD_LIBRARY_PATH='pwd'/WorkingEnv/Python
38  export PATH='pwd'/mybin:'pwd'/WorkingEnv/Python:${PATH}
39
40  mv $settings.py WorkingEnv/LocalSubmission/.
41  mkdir Output
42
43  ./WorkingEnv/Python/bin/python3 WorkingEnv/LocalSubmission/LocalSubmission.py
44      $settings.py WorkingEnv --name $nameRun --lhco s.$number.lhco --output Output
45
46  tar -czf Output.tar.gz Output/$nameRun/Results/Cards Output/$nameRun/Results/
47      Events
```

LocalSubmission.py

Ce script fait appel aux scripts MadTemplates.py et MadExec.py, le premier étant chargé de configurer le programme MADWEIGHT suivant les paramètres précisés par l'utilisateur à travers un script du type MySettings.py ; le second s'assure de l'exécution de MADWEIGHT une fois la configuration terminée.

```

1  #!/usr/bin/env python
2  # -*-coding:Utf-8 -*
3
4  import argparse
5  import os
6  import sys
7  import utilities
8  import shutil
9  import MadTemplates
10 import MadExec
11
12 # Primary variables
13 workingPath = os.getcwd()
14 softPath = sys.argv[0]
15
16 # Arguments description
17 parser = argparse.ArgumentParser(description = \
18 'LocalSubmission is a script handling the local submission of a' \
19 + ' Mad computation. Using different options it can either launch MadGraph' \
20 + ' then MadWeight or one of those alone.')
21
22 parser.add_argument('userFile', type = str,
23                     help = 'Name of the user file defining the settings to' \
24 + ' run the computation. MySettingsTemplate.py is' \
25 + ' provided as an example of the template to follow.' \
26 + ' The user defined file must be in the same directory' \
27 + ' as LocalSubmission.py. Example: \'MySettings.py\'')
28
29 parser.add_argument('pathToMad', type = str,
30                     help = 'Path to the directory containing' \
31 + ' the MadGraph/ and MadWeight/ directories.' \
32 + ' Note that if you don\'t use the option --lhco is' \
33 + ' used, \'pathToMad\' needs only to be the parent' \
34 + ' directory of MadWeight/. The same applies if' \
35 + ' the --onlyMG option is used, only \'pathToMad\' needs' \
36 + ' to refer to the parent directory of MadGraph/.' \
37 + ' Example: \'~/soft/MadDir/\')')
38
39 parser.add_argument('--name', dest = 'runName', type = str,
40                     default = 'MyRun',
41                     help = 'Name of the run. It will be used to name the' \
42 + ' directory containing the results')
43
44 parser.add_argument('--lhco', dest = 'lhcoFile', type = str,
45                     help = 'Absolute path to the .lhco of interest.' \
46 + ' Example: ~/Data/Inputs/input.lhco')
47
48 parser.add_argument('--onlyMG', action = 'store_true', \
49                     help = 'If used, the program will only run MadGraph')
50

```

```

51 | parser.add_argument('--output', dest = 'outputDir', type = str,
52 |                     default = workingPath,
53 |                     help = 'Path where results will be placed. Default is' \
54 |                           + ' the current working directory')
55 |
56 | # Arguments handling
57 | subArgs = parser.parse_args()
58 |
59 | # Variables formating
60 | absPath = softPath
61 | absPath = absPath.replace("LocalSubmission.py", "")
62 | absPath = utilities.make_it_abs(absPath, workingPath)
63 |
64 | pathToResources = absPath + "/Resources"
65 |
66 | pathToMad = subArgs.pathToMad
67 | if not (pathToMad.startswith("~") or pathToMad.startswith("/")):
68 |     pathToMad = utilities.make_it_abs(pathToMad, workingPath)
69 | else:
70 |     pathToMad = utilities.clean_path(pathToMad)
71 |
72 | outputDir = subArgs.outputDir
73 | if not (outputDir.startswith("~") or outputDir.startswith("/")):
74 |     outputDir = utilities.make_it_abs(outputDir, workingPath)
75 | else:
76 |     outputDir = utilities.clean_path(outputDir)
77 |
78 | if not os.path.isdir(outputDir):
79 |     os.mkdir(outputDir)
80 |
81 | userFile = subArgs.userFile.replace(".py", "")
82 |
83 | # Setting up execution
84 | if os.path.isdir(pathToResources) and os.path.isdir(pathToMad):
85 |     UserDefined = __import__(userFile)
86 |
87 | # Import user defined settings
88 | userSettings = UserDefined.MadSettings()
89 |
90 | # Creating directory to store the cards
91 | cardsDir = outputDir + "/" + subArgs.runName
92 | if os.path.isdir(cardsDir):
93 |     shutil.rmtree(cardsDir)
94 |
95 | os.mkdir(cardsDir)
96 |
97 | # Preparing the cards
98 | os.chdir(cardsDir)
99 | userTemplates = MadTemplates.CardTemplates(pathToResources)
100 |
101 | pathToCards = {"base" : cardsDir}
102 |
103 | runSettings = userSettings.get_run_settings()
104 | pathToCards["run_card"] = cardsDir + \
105 |     userTemplates.fill_run_card(**runSettings)
106 |
107 | paramSettings = userSettings.get_param_settings()
108 | pathToCards["param_card"] = cardsDir + \
109 |     userTemplates.fill_param_card(**paramSettings)

```



```

110
111 os.chdir(workingPath)
112
113 mad = MadExec.MadExec( pathToMad, subArgs.runName, **pathToCards)
114
115 if subArgs.lhcoFile is None:
116     os.chdir(cardsDir)
117     procSettings = userSettings.get_proc_settings("MadGraph")
118     pathToCards["proc_card"] = cardsDir + \
119         userTemplates.fill_proc_card("MadGraph", **procSettings)
120
121     os.chdir(workingPath)
122
123     mad.set_pathToCards(**pathToCards)
124     mad.exec_MadGraph()
125
126     if not subArgs.onlyMG:
127         os.chdir(cardsDir)
128         procSettings = userSettings.get_proc_settings("MadWeight")
129         pathToCards["proc_card"] = cardsDir + \
130             userTemplates.fill_proc_card("MadWeight", **procSettings)
131         MadWeightSettings = userSettings.get_MadWeight_settings()
132         pathToCards["MadWeight_card"] = cardsDir + \
133             userTemplates.fill_MadWeight_card(**MadWeightSettings)
134
135         os.chdir(workingPath)
136
137         mad.set_pathToCards(**pathToCards)
138         mad.exec_MadWeight()
139     else:
140         os.chdir(cardsDir)
141         procSettings = userSettings.get_proc_settings("MadWeight")
142         pathToCards["proc_card"] = cardsDir + \
143             userTemplates.fill_proc_card("MadWeight", **procSettings)
144         MadWeightSettings = userSettings.get_MadWeight_settings()
145         pathToCards["MadWeight_card"] = cardsDir + \
146             userTemplates.fill_MadWeight_card(**MadWeightSettings)
147
148         pathToCards["resDir"] = pathToResources
149
150         os.chdir(workingPath)
151
152         lhcoPath = pathToCards["base"] + "/input.lhco"
153         shutil.copy(subArgs.lhcoFile, lhcoPath)
154         print("input.lhco imported.")
155
156         mad.set_pathToCards(**pathToCards)
157         mad.exec_MadWeight()
158     else:
159         raise ValueError("Paths incorrect.")

```

MadTemplates.py

```
1 #!/usr/bin/env python
2 # -*-coding:Utf-8 -*
3
4 class CardTemplates:
5     """Class performing card creations needed by MadGraph and MadWeight.
6     """
7     def __init__(self, resourcesPath = ""):
8         """Class builder. There is actually not much to initialize.
9         """
10        self.cardString = ""
11        self.outputFile = None
12        self.inputFile = resourcesPath
13
14    def fill_run_card(self, **kwargs):
15        """Creates the file run_card.dat with the input from the user defined
16        'MadSettings.py' file designated in Submission.py.
17        """
18        tempFile = open(self.inputFile + "/run_card.dat")
19        tempString = tempFile.read()
20
21        self.cardString = self.replace_by_key(tempString,
22                                              "= nevents", kwargs["nbEventsMG"])
23
24        self.outputFile = open("run_card.dat", "w")
25        self.outputFile.write(self.cardString)
26        self.outputFile.close()
27        self.cardString = ""
28
29        return "/run_card.dat"
30
31    def fill_proc_card(self, string, **kwargs):
32        """Creates the file proc_card.dat with the input from the user defined
33        'MadSettings.py' file designated in Submission.py.
34        """
35        if string == "MadGraph":
36            key = "procMG"
37        elif string == "MadWeight":
38            key = "procMW"
39        else:
40            raise ValueError("Argument of 'GetProcSettings' not valid. " \
41                             + "Should be either 'MadWeight' or 'MadGraph'.")
42
43        putStr = ""
44        j = 1
45        for i in kwargs[key]:
46            putStr += i + "   @" + str(j) + "\nQCD=8\nQED=8\nend_coup\n\n" #\nQCD=3\nQED
47            j += 1
48
49        tempFile = open(self.inputFile + "/proc_card.dat")
50        tempString = tempFile.read()
51
52        beginStr = "# Begin PROCESS # This is TAG. Do not modify this line"
53        firstIndex = tempString.find(beginStr)
54        firstIndex += 2 + len(beginStr)
55
56        endStr = "done" # this tells MG there are no more procs"
```

```

57     lastIndex = tempString.find(endStr)
58
59     self.cardString = tempString[:firstIndex] + putStr + \
60         tempString[lastIndex:]
61
62     self.outputFile = open("proc_card.dat", "w")
63     self.outputFile.write(self.cardString)
64     self.outputFile.close()
65     self.cardString = ""
66
67     return "/proc_card.dat"
68
69 def fill_param_card(self, **kwargs):
70     """Creates the file param_card.dat with the input from the user defined
71     'MadSettings.py' file designated in Submission.py.
72     """
73     tempFile = open(self.inputFile + "/param_card.dat")
74     tempString = tempFile.read()
75
76     tempString = self.replace_by_key(tempString,
77                                     "# top      pole mass", kwargs["topMass"])
78     self.cardString = self.replace_by_key(tempString,
79                                     "# top width", kwargs["topWidth"])
80
81     self.outputFile = open("param_card.dat", "w")
82     self.outputFile.write(self.cardString)
83     self.outputFile.close()
84     self.cardString = ""
85
86     return "/param_card.dat"
87
88 def fill_MadWeight_card(self, **kwargs):
89     """Creates the file MadWeight_card.dat with the input from the user
90     defined 'MadSettings.py' file designated in Submission.py.
91     """
92     tempFile = open(self.inputFile + "/MadWeight_card.dat", "r")
93     tempString = tempFile.read()
94
95     tempString = self.replace_by_key_reverse(tempString, \
96                                             "nb_exp_events", kwargs["nbEventsMW"])
97
98     tempString = self.replace_by_key_reverse(tempString, \
99                                             "ME_int_points", kwargs["nbPtsME"])
100
101     tempString = self.replace_by_key_reverse(tempString, \
102                                             "MW_int_points", kwargs["nbPtsMW"])
103
104     tempString = self.replace_by_key_reverse(tempString, \
105                                             "21", "decay")
106     tempString = self.replace_by_key_reverse(tempString, \
107                                             "22", str(6))
108     putStr = ""
109     key = "massHyp"
110     for i in kwargs[key]:
111         putStr += "13      " + str(i) + "\n      "
112
113     firstIndex = tempString.find("13")
114     endStr = "180"
115

```

```

116     endIndex = tempString.find(endStr)
117     endIndex += 3
118
119     tempString = tempString[:firstIndex] + putStr + tempString[endIndex:]
120
121     putStr = ""
122     key = "widthHyp"
123     for i in kwargs[key]:
124         putStr += "23" + str(i) + "\n"
125
126     firstIndex = tempString.rfind("23")
127     endStr = "1.5E-02"
128
129     endIndex = tempString.find(endStr)
130     endIndex += 7
131
132     self.cardString = tempString[:firstIndex] + putStr \
133         + tempString[endIndex:]
134
135     self.outputFile = open("MadWeight_card.dat", "w")
136     self.outputFile.write(self.cardString)
137     self.outputFile.close()
138     self.cardString = ""
139
140     return "/MadWeight_card.dat"
141
142 def replace_by_key(self, string, key, value):
143     """Looks for the string 'key' in the string 'string' and then
144     replaces the value associated to 'key' by 'value'. It is expected
145     that the value associated to key is between whitespaces.
146     This methode corresponds to file with that kind of nomenclature:
147     ' originalvalue = key' which becomes ' value = key'
148     """
149     lastIndex = string.index(str(key))
150     lastIndex -= 1
151
152     while string[lastIndex] == " ":
153         lastIndex -= 1
154
155     firstIndex = lastIndex
156
157     while string[firstIndex] != " ":
158         firstIndex -= 1
159
160     putStr = str(value)
161     putStr = putStr.rjust(len(string[firstIndex + 1:lastIndex + 1]))
162
163     return string[:firstIndex + 1] + putStr \
164         + string[lastIndex + 1:]
165
166 def replace_by_key_reverse(self, string, key, value):
167     """Looks for the string 'key' in the string 'string' and then
168     replaces the value associated to 'key' by 'value'. It is expected
169     that the value associated to key is between whitespaces.
170     This methode corresponds to file with that kind of nomenclature:
171     ' key original value' which becomes ' key value'
172     """
173     firstIndex = string.index(str(key))
174     firstIndex += len(str(key))

```

```
175 |
176 |     while string[firstIndex] == " ":
177 |         firstIndex += 1
178 |
179 |     lastIndex = firstIndex
180 |
181 |     while string[lastIndex] != " ":
182 |         lastIndex += 1
183 |
184 |     putStr = str(value)
185 |     putStr = putStr.ljust(len(string[firstIndex:lastIndex]))
186 |
187 |     return string[:firstIndex] + putStr \
188 |           + string[lastIndex:]
```

MySettings.py

```
1 #!/usr/bin/env python
2 # -*-coding:Utf-8 -*
3
4 import os
5 import shutil
6
7 class MadSettings:
8     """Class defining settings to launch MadWeight computing,
9     using MadWeight events generator or other generated .lhco
10     """
11     def __init__(self):
12         """Every attributes needed to properly tweak MadWeight computing.
13         Those are to be hardcoded. They could be asked to the users, but I
14         think it is faster to change those hardcoded properties by hand and
15         then rename the file explicitly.
16         """
17         self.nbEventsMG = 0 #Number of events generated by MadGraph.
18         self.procMG = [ 'pp>(t>be+ve)(t~>b~mu-vm~)' ]
19         # 'gg>(t>b(ta->vt~e+ve)vt)(t~>b~(ta->vtmu-vm~)vt~)',
20         # 'gg>(t>be+ve)(t~>b~(ta->vtmu-vm~)vt~)',
21         # 'gg>(t>b(ta->vt~e+ve)vt)(t~>b~mu-vm~)' ] #Processes to be generated.
22
23         self.topMass = '1.70000000E+02'
24         self.topWidth = '1.38104231E+00'
25
26         self.procMW = [ 'pp>(t>be+ve)(t~>b~mu-vm~)' ]
27
28         self.nbEventsMW = 3
29         self.nbPtsME = 10000
30         self.nbPtsMW = 10000
31
32         self.massHyp = [157, 162, 165, 167, 169, 170, 171, 173, 175, 178, 183]
33         self.widthHyp = [ '1.03288101E+00', '1.16040839E+00',
34         '1.24071888E+00', '1.29586861E+00', '1.35232217E+00',
35         '1.38104231E+00', '1.41009374E+00', '1.46919764E+00',
36         '1.52964834E+00', '1.62288156E+00', '1.78521237E+00' ]
37
38         if len(self.massHyp) != len(self.widthHyp):
39             raise RuntimeError(" 'massHyp' and 'widthHyp' must be of " \
40             + "the same length")
41
42     def get_run_settings(self):
43         """Returns the member variable needed for the run_card.dat file.
44         """
45         runSettings = {}
46         runSettings["nbEventsMG"] = self.nbEventsMG
47         return runSettings
48
49     def get_proc_settings(self, string):
50         """Returns the member variable needed for the proc_card.dat file.
51         String must be either MadGraph or MadWeight, depending on which kind
52         of 'param_card.dat' you're using.
53         """
54         procSettings = {}
55         if string == "MadGraph":
56             procSettings["procMG"] = self.procMG
57         elif string == "MadWeight":
```

```
58     procSettings["procMW"] = self.procMW
59 else:
60     raise ValueError("Argument of 'GetProcSettings' not valid. " \
61         + "Should be either 'MadWeight' or 'MadGraph'.")
62
63     return procSettings
64
65 def get_param_settings(self):
66     """Returns the member variables needed for the proc_card.dat file.
67     """
68     paramSettings = {}
69     paramSettings["topMass"] = self.topMass
70     paramSettings["topWidth"] = self.topWidth
71
72     return paramSettings
73
74 def get_MadWeight_settings(self):
75     """Returns the member variables needed for the
76     MadWeight_card.dat file.
77     """
78     madweightSettings = {}
79     madweightSettings["nbEventsMW"] = self.nbEventsMW
80     madweightSettings["nbPtsME"] = self.nbPtsME
81     madweightSettings["nbPtsMW"] = self.nbPtsMW
82
83     madweightSettings["massHyp"] = self.massHyp
84     madweightSettings["widthHyp"] = self.widthHyp
85
86     return madweightSettings
87
88 def get_gen_settings(self):
89     """Returns the generation settings, ie: MadGraph generation asked
90     and path to .lhco in case MadGraph generation is not asked.
91     """
92     genSettings = {}
93     genSettings["settingsName"] = self.settingsName
94     genSettings["lhcoInput"] = self.lhcoInput
95
96     return genSettings
```

MadExec.py

```
1  #!/usr/bin/env python
2  # -*-coding:Utf-8 -*
3
4  import os
5  import shutil
6  import subprocess
7  import random
8  import convert_lhe_lhco
9
10 class MadExec:
11     """Class executing MadGraph and MadWeight
12     """
13     def __init__(self, path, name, **kwargs):
14         """Class builder.
15         """
16         self.name = name
17         self.pathToMG = path + "/MadGraph"
18         self.pathToMW = path + "/MadWeight"
19         self.pathToCards = kwargs
20
21         self.cwd = os.getcwd()
22         if not self.cwd.endswith("/"):
23             self.cwd += "/"
24
25     def exec_MadGraph(self):
26         """Method designed to execute MadGraph
27         """
28         self.init_MadGraph()
29
30         print("Starting events generation:")
31         retcode = subprocess.call(["./bin/generate_events", "2", "8", "fermi"])
32         print("Events ready.")
33
34         self.prep_gen_lhco()
35
36         print("Cleaning...")
37         os.chdir(self.cwd)
38         os.chdir(self.pathToMG)
39         shutil.rmtree(self.name)
40         print("MadGraph has been succesfully executed.")
41         os.chdir(self.cwd)
42
43     def init_MadGraph(self):
44         """Initialize MadGraph
45         """
46         print("Initializing MadGraph")
47
48         if os.path.isdir(self.pathToMG):
49             os.chdir(self.pathToMG)
50         else:
51             raise ValueError("Path to MadGraph incorrect.")
52
53         if os.path.isdir(self.name):
54             shutil.rmtree(self.name)
55
56         shutil.copytree("Template", self.name)
57         os.chdir(self.name)
```



```

58
59 os.remove("Cards/proc_card.dat")
60 shutil.move(self.pathToCards["proc_card"], "Cards")
61
62 print("Beginning processes generation:")
63 retcode = subprocess.call("./bin/newprocess")
64 print("Generation complete.")
65
66 os.remove("Cards/param_card.dat")
67 os.remove("Cards/run_card.dat")
68
69 shutil.copy(self.pathToCards["param_card"], "Cards")
70 shutil.copy(self.pathToCards["run_card"], "Cards")
71
72 r = random.randint(20, 30)
73 with open("SubProcesses/randinit", "w") as f:
74     f.write("r=" + str(r))
75
76 def prep_gen_lhco(self):
77     """
78     """
79     retcode = subprocess.call(["gunzip", \
80         "Events/fermi_unweighted_events.lhe.gz"])
81     inputFile = "Events/fermi_unweighted_events.lhe"
82     outputFile = self.pathToCards["base"] + "/input.lhco"
83     convert_lhe_lhco.Pass_from_lhe_to_lhco(inputFile, outputFile)
84
85     print("input.lhco has been generated and can be found in:")
86     print(self.pathToCards["base"])
87
88 def exec_MadWeight(self):
89     """Executes MadWeight
90     """
91     self.init_MadWeight()
92
93     for i in range(1, 9):
94         print("MadWeight step ", i, "\b:")
95         retcode = subprocess.call("./bin/madweight.py", "-{0}".format(i))
96
97     #retcode = subprocess.call("./bin/madweight.py", "refine=0.9"])
98
99     print("End of computation.")
100
101     pathToResults = self.pathToCards["base"] + "/Results/"
102     os.chdir("../")
103     shutil.copytree(self.name, pathToResults)
104
105     print("Cleaning...")
106     os.chdir(self.cwd)
107     os.chdir(self.pathToMW)
108     shutil.rmtree(self.name)
109     print("MadWeight has been succesfully executed.")
110     os.chdir(self.cwd)
111
112 def init_MadWeight(self):
113     """Initialize MadWeight
114     """
115     print("Initializing MadWeight")
116

```

```

117 |     if os.path.isdir(self.pathToMW):
118 |         os.chdir(self.pathToMW)
119 |     else:
120 |         raise ValueError("Path to MadWeight incorrect.")
121 |
122 |     if os.path.isdir(self.name):
123 |         shutil.rmtree(self.name)
124 |
125 |     shutil.copytree("Template", self.name)
126 |     os.chdir(self.name)
127 |
128 |     os.remove("Cards/proc_card.dat")
129 |     shutil.move(self.pathToCards["proc_card"], "Cards")
130 |
131 |     print("Passing to MadWeight.")
132 |     retcode = subprocess.call("./bin/PassToMadWeight")
133 |
134 |     tmpFile = open("./Cards/proc_card.dat")
135 |     tmpString = tmpFile.read()
136 |     tmpFile.close()
137 |     #tmpString = tmpString.replace("dbl_gauss_pt_jet", "all_delta")
138 |     tmpFile = open("./Cards/proc_card.dat", "w")
139 |     tmpFile.write(tmpString)
140 |     tmpFile.close()
141 |
142 |     os.remove("Source/MadWeight_File/Transfer_Fct/data/TF_dbl_gauss_pt_jet.dat")
143 |     os.remove("Source/MadWeight_File/Transfer_Fct/data/
144 |     transfer_card_dbl_gauss_pt_jet.dat")
145 |     shutil.move(self.pathToCards["resDir"] + \
146 |                 "/TF_dbl_gauss_pt_jet.dat", "Source/MadWeight_File/Transfer_Fct/data")
147 |     shutil.move(self.pathToCards["resDir"] + \
148 |                 "/transfer_card_dbl_gauss_pt_jet.dat", "Source/MadWeight_File/Transfer_Fct/
149 |     data")
150 |
151 |     retcode = subprocess.call("./bin/newprocess")
152 |     print("Passing to MadWeight done.")
153 |
154 |     os.remove("Cards/run_card.dat")
155 |     os.remove("Cards/param_card.dat")
156 |     os.remove("Cards/MadWeight_card.dat")
157 |     shutil.move(self.pathToCards["run_card"], "Cards")
158 |     shutil.move(self.pathToCards["param_card"], "Cards")
159 |     shutil.move(self.pathToCards["MadWeight_card"], "Cards")
160 |
161 |     #retcode = subprocess.call(["./bin/change_tf.py", "dbl_gauss_pt_jet"])
162 |
163 |     print("Placing 'input.lhco' in the Events directory.")
164 |     shutil.move(self.pathToCards["base"] + "/input.lhco", "Events")
165 |
166 | def set_pathToCards(self, **kwargs):
167 |     """Sets pathToCards to kwargs
168 |     """
169 |     self.pathToCards = kwargs

```


Annexe E

Étude de la signification statistique des incertitudes systématiques

La variation systématique des incertitudes systématiques est étudiée de la façon suivante : mille mesures différentes sont comparées entre l'échantillon nominal et l'échantillon varié. Ces mesures sont réalisées en assignant à chaque événement des échantillons un poids issu d'une poisson de paramètre unité. Un événement commun aux deux échantillons a le même poids dans les deux échantillons. Procéder ainsi permet de mettre en lumière les corrélations statistiques existant entre les deux échantillons, ces derniers possèdent un corps commun d'événements. Le procédé est répété mille fois, les distributions sont les différences de mesures. Il en résulte que toutes les variations systématiques sont statistiquement incompatibles avec 0, exception de l'erreur sur l'efficacité de l'étiquetage des jets de b qui est strictement nulle.

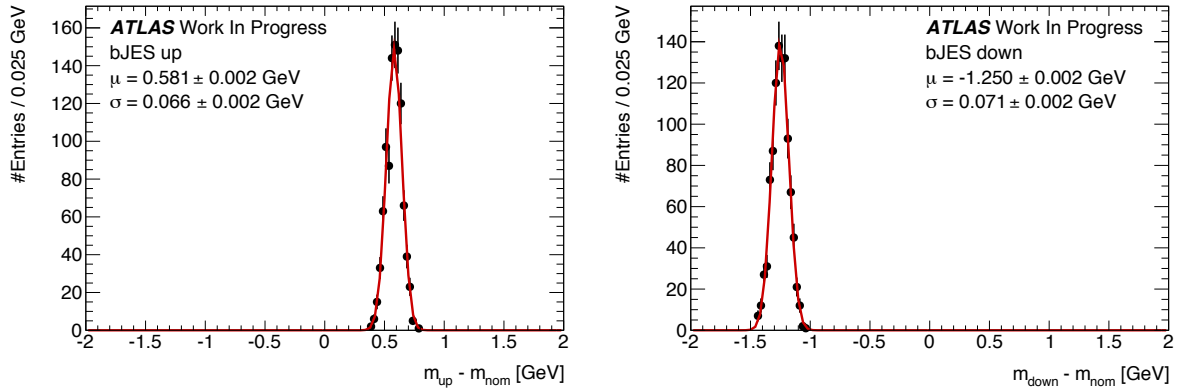


FIGURE E.1: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour l'échelle d'énergie des jets de b . Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

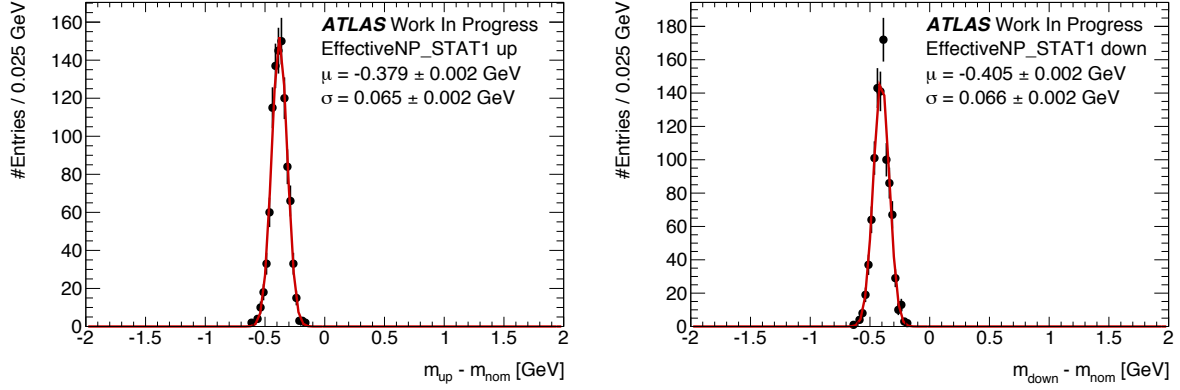


FIGURE E.2: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP STAT1 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

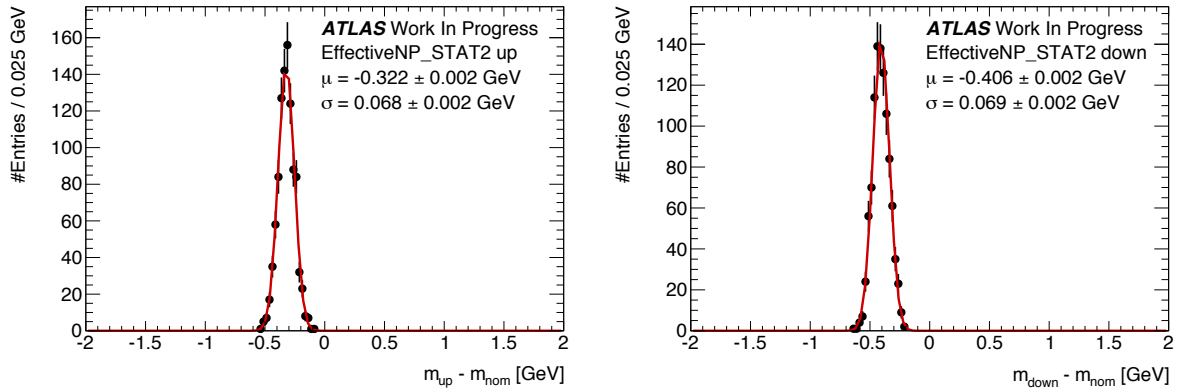


FIGURE E.3: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP STAT2 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

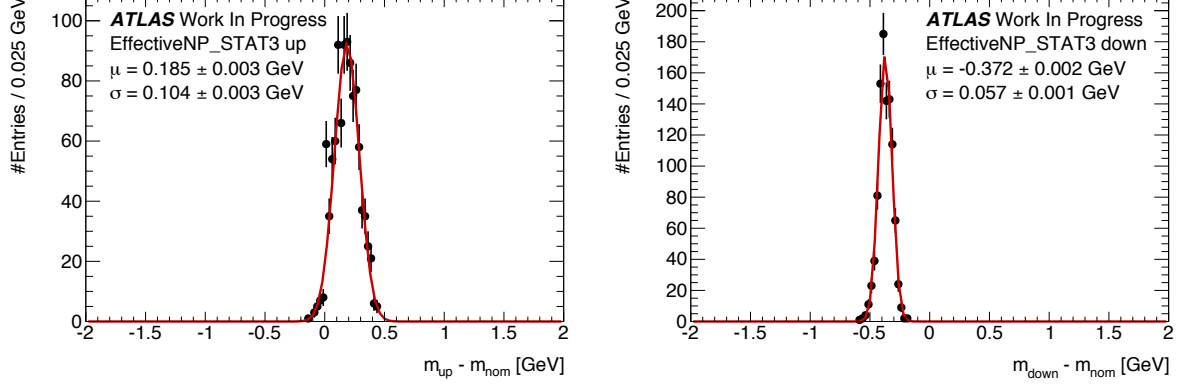


FIGURE E.4: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP STAT3 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

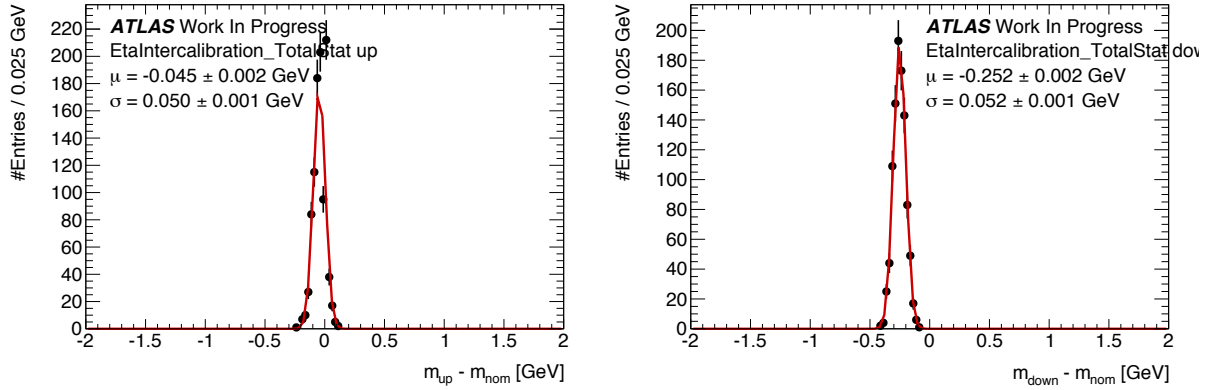


FIGURE E.5: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EtaIntercalibration TotalStat de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

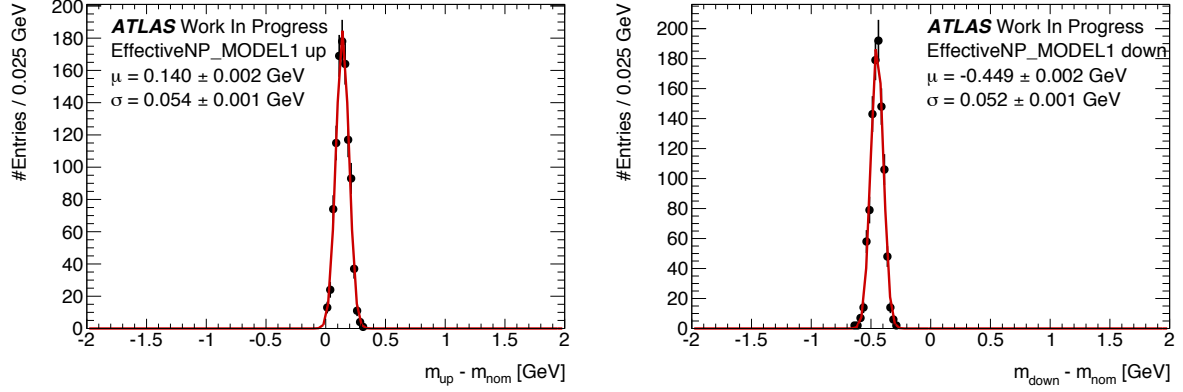


FIGURE E.6: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP MODEL1 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

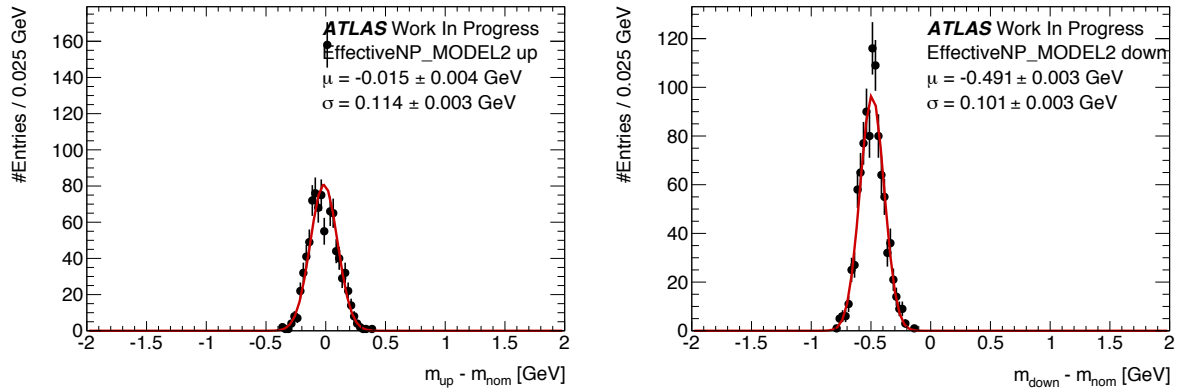


FIGURE E.7: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP MODEL2 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

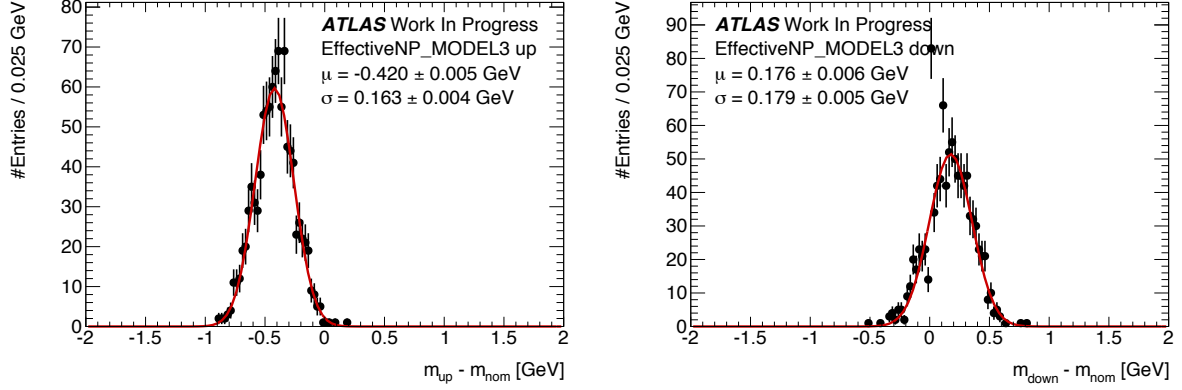


FIGURE E.8: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP MODEL3 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

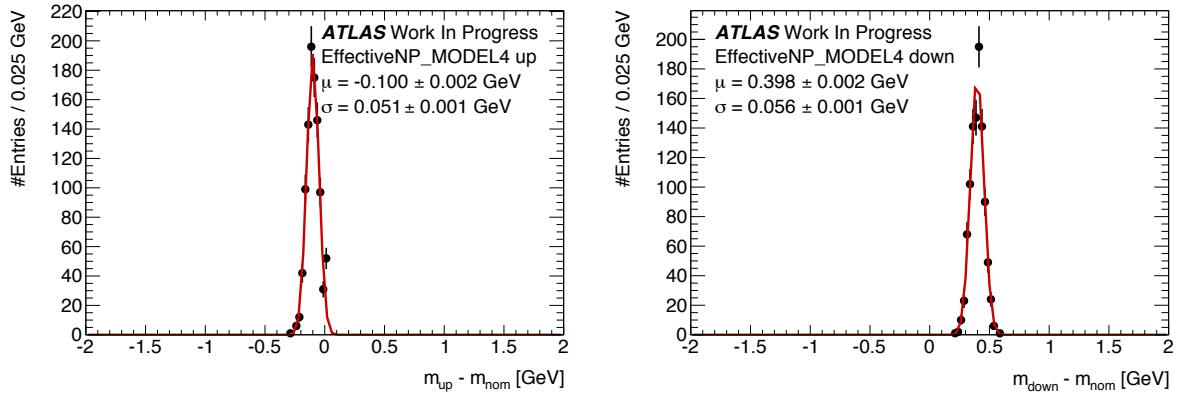


FIGURE E.9: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP MODEL4 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

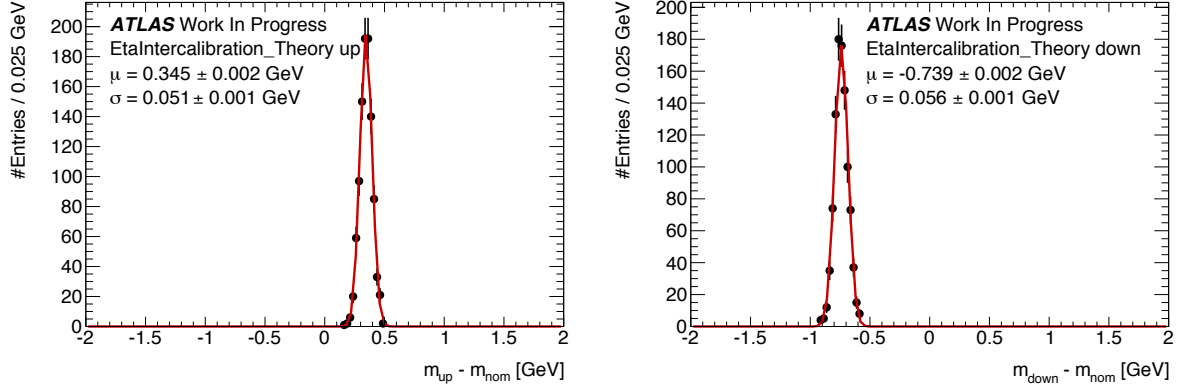


FIGURE E.10: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EtaIntercalibration Theory de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

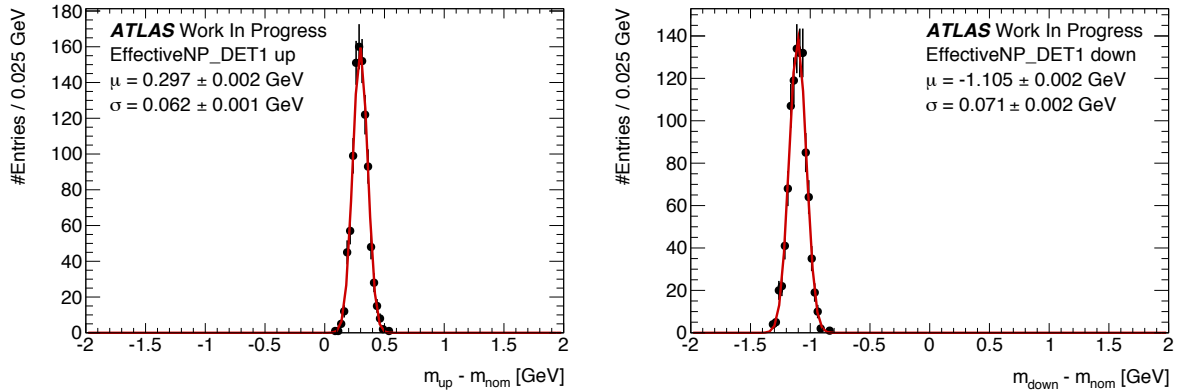


FIGURE E.11: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP DET1 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

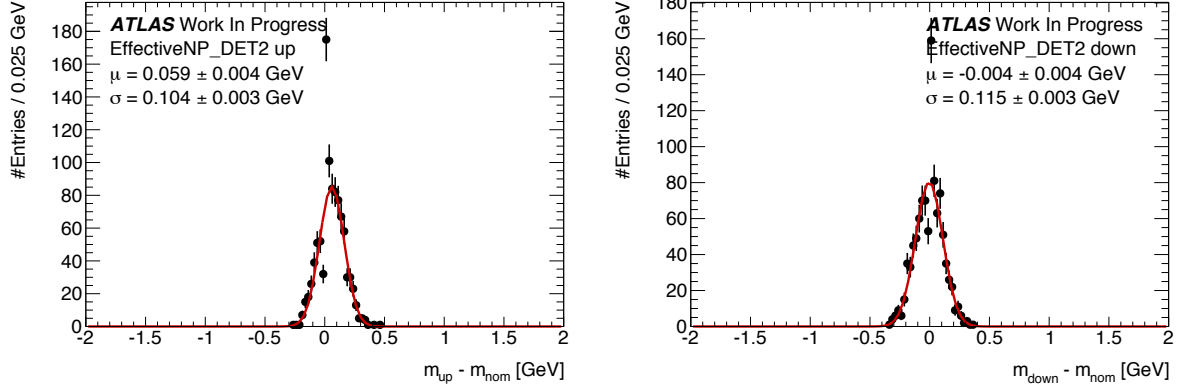


FIGURE E.12: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP DET2 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

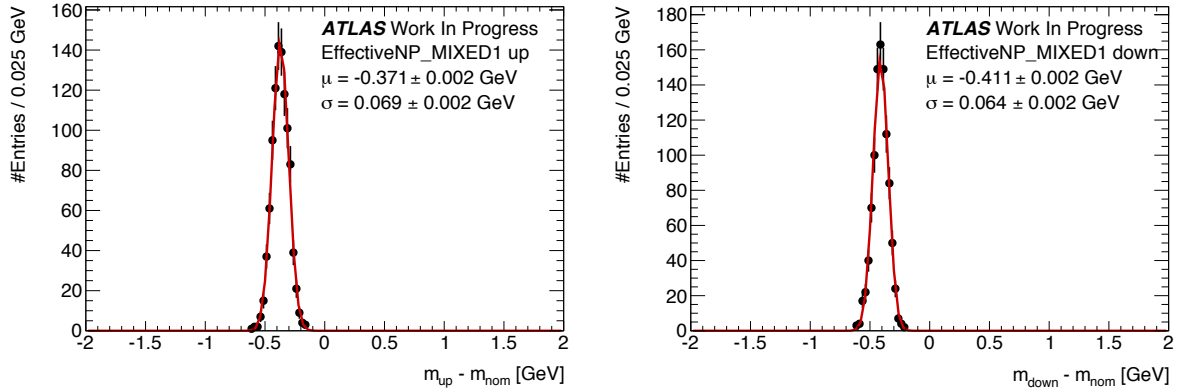


FIGURE E.13: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante EffectiveNP MIXED1 de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

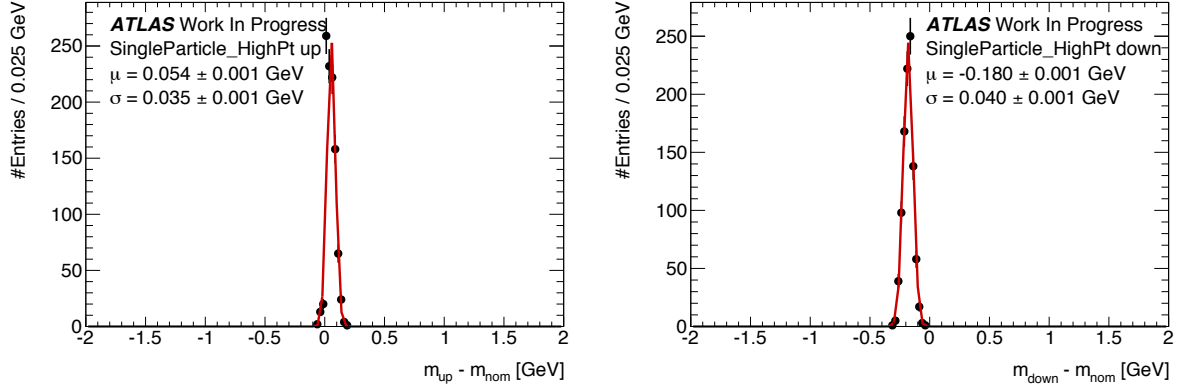


FIGURE E.14: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante `SingleParticle_HighPt` de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

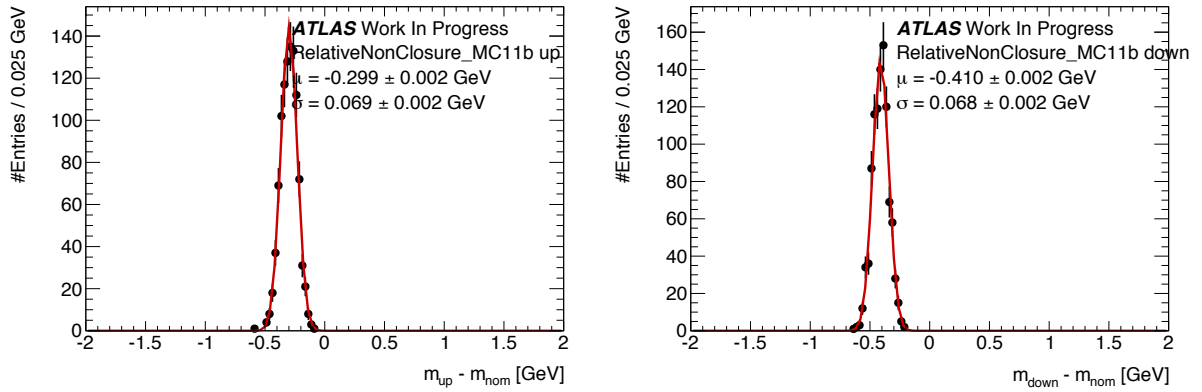


FIGURE E.15: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante `RelativeNonClosure_MC11b` de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

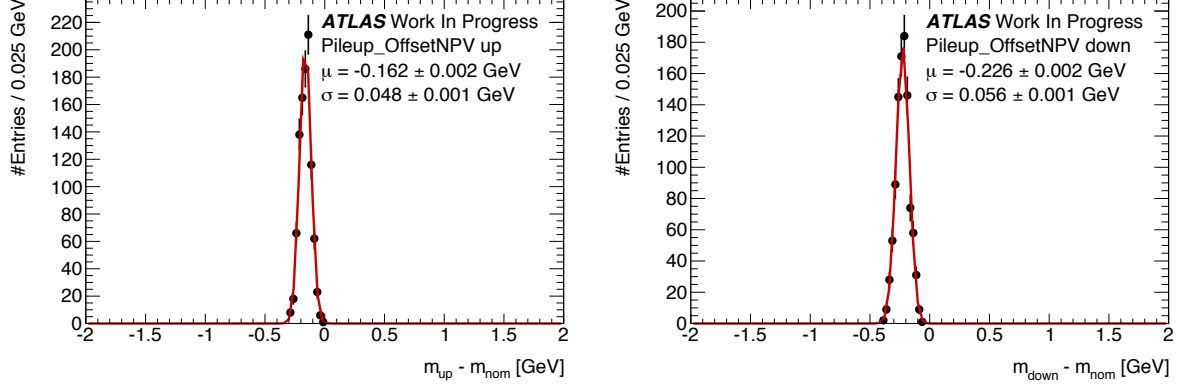


FIGURE E.16: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante Pileup OffsetNPV de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

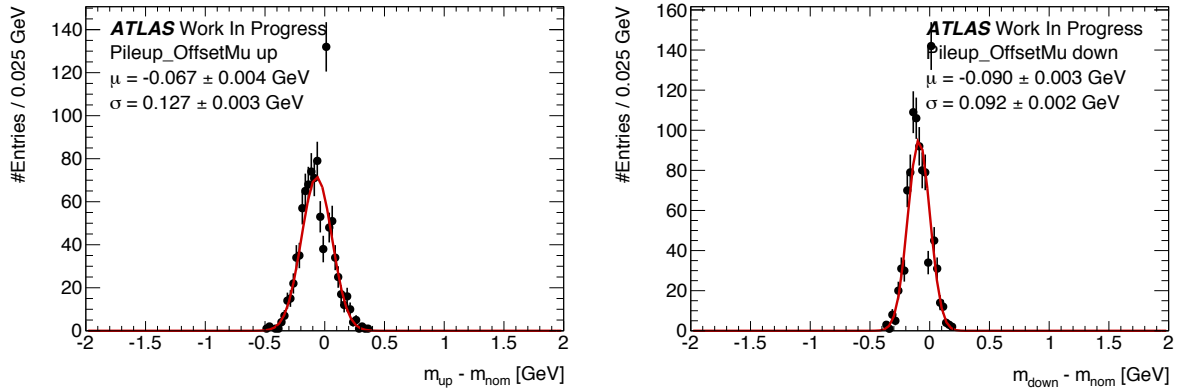


FIGURE E.17: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante Pileup OffsetMu de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

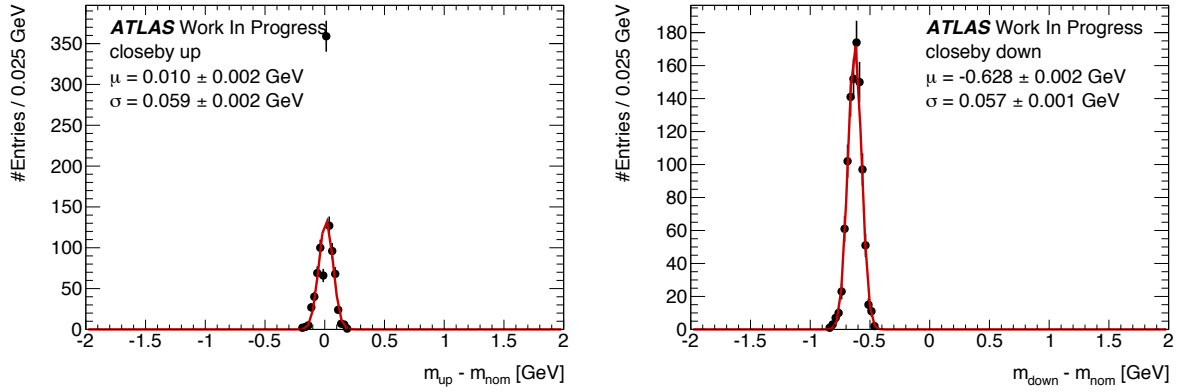


FIGURE E.18: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante closeby de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

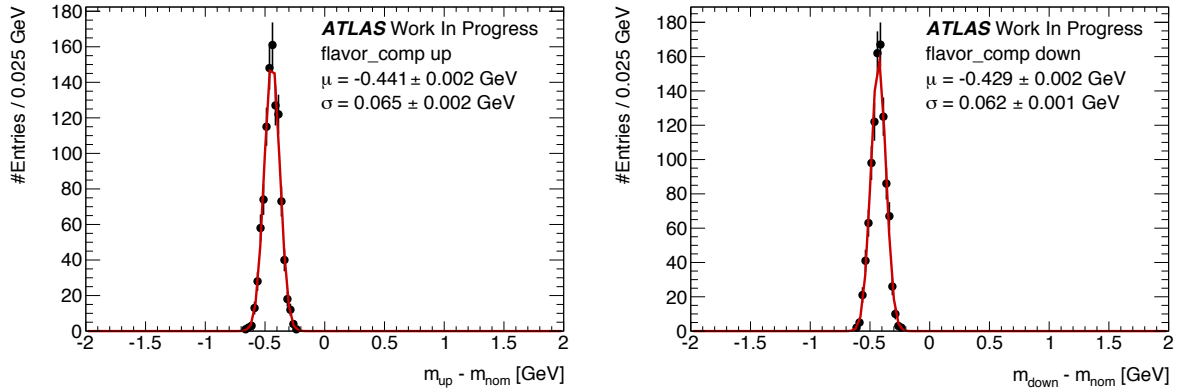


FIGURE E.19: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante flavor composition de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

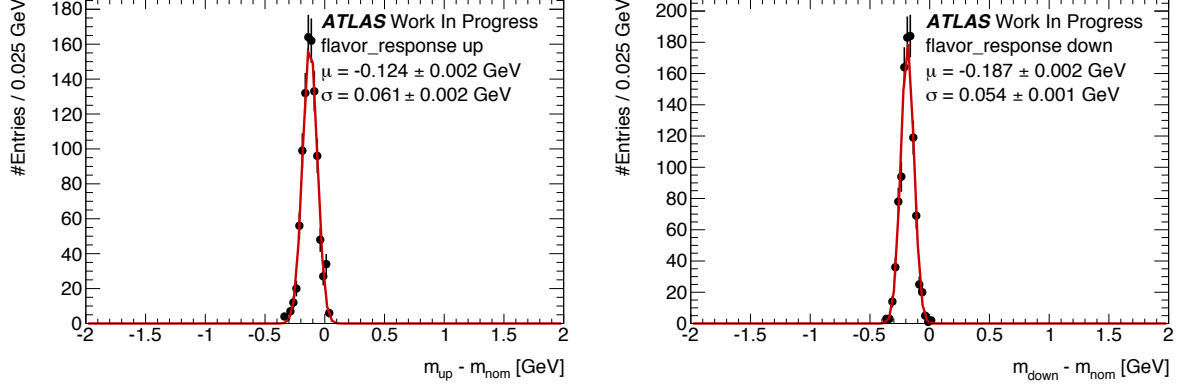


FIGURE E.20: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour la composante flavor response de l'échelle d'énergie des jets. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

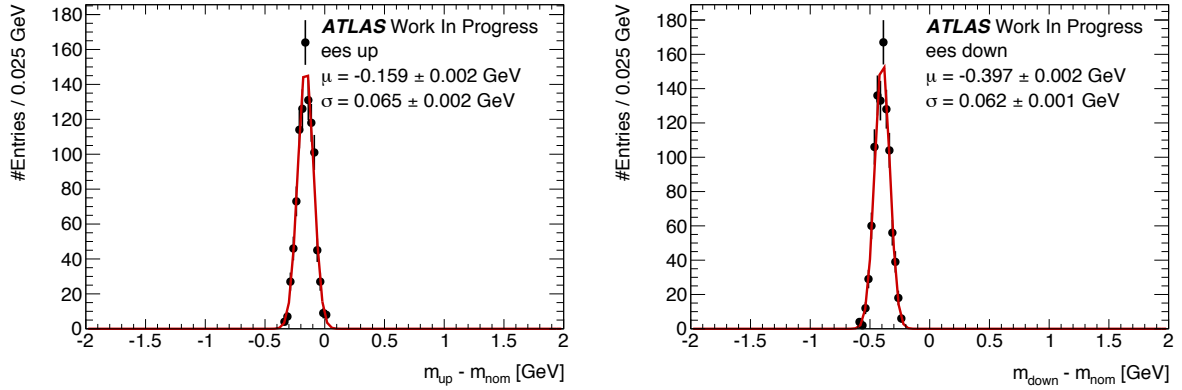


FIGURE E.21: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour l'erreur sur l'échelle d'énergie des électrons. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

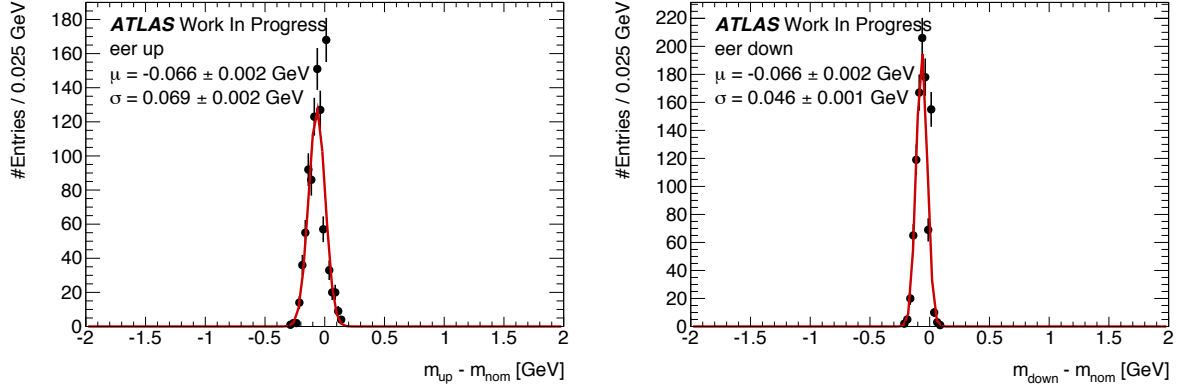


FIGURE E.22: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour l'erreur sur la résolution en énergie des électrons. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

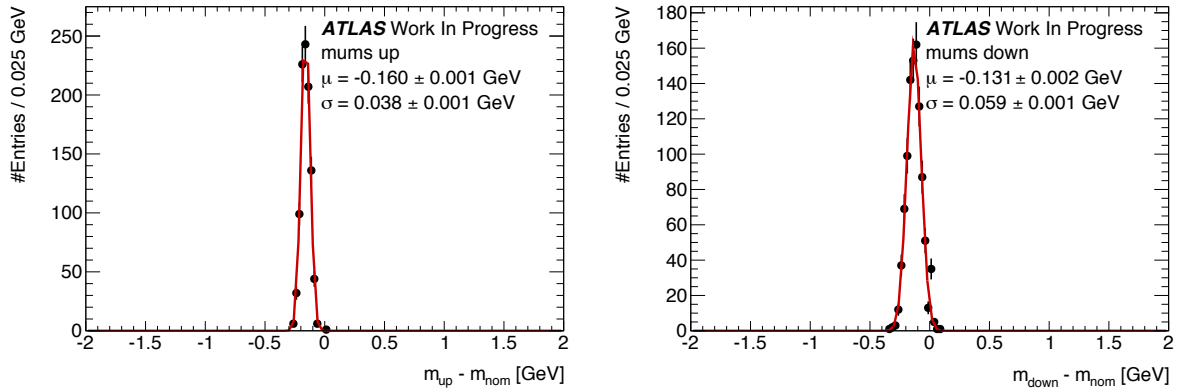


FIGURE E.23: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour l'erreur sur l'échelle d'énergie des muons. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

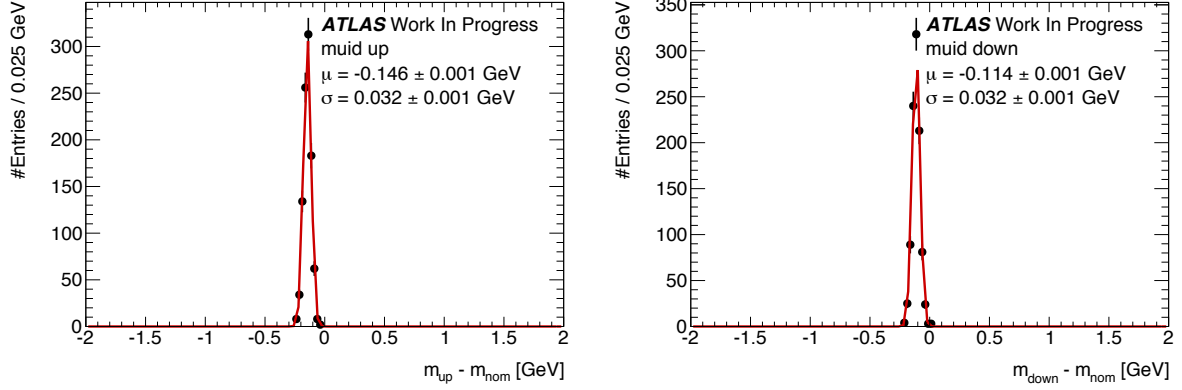


FIGURE E.24: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour l'erreur sur l'efficacité d'identification des muons. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

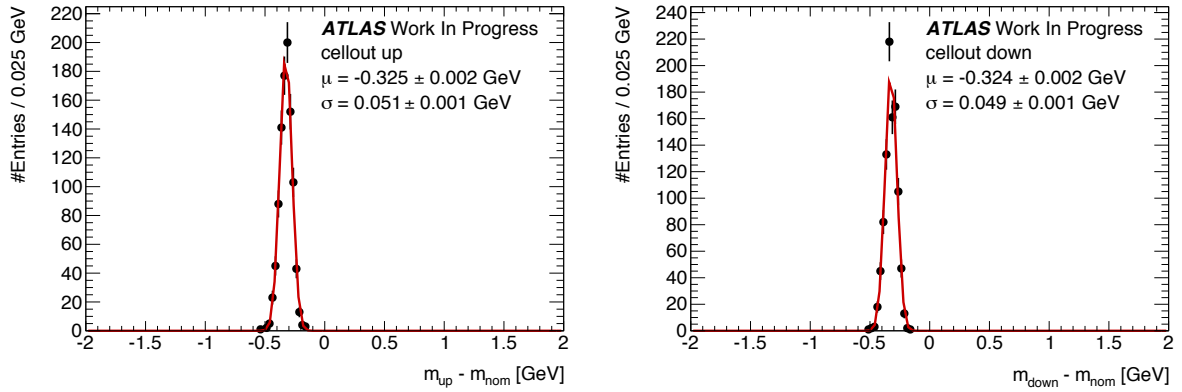


FIGURE E.25: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour l'erreur sur l'énergie transverse manquante. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

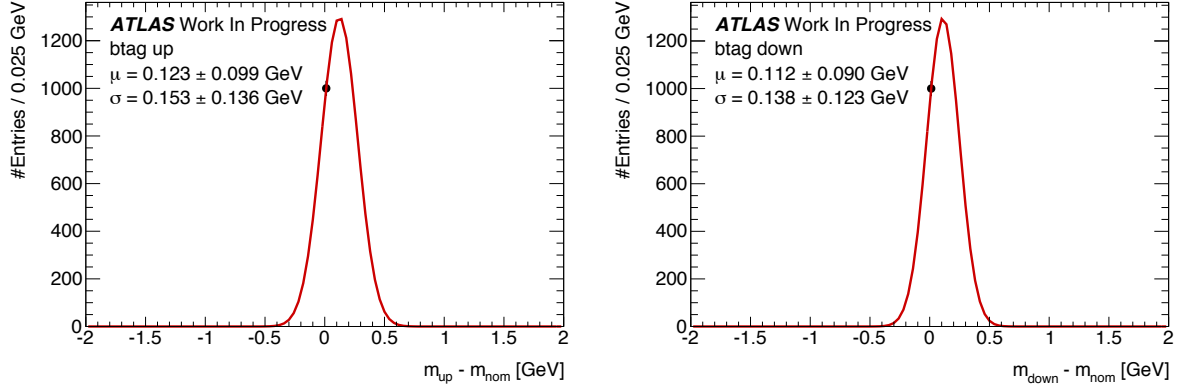


FIGURE E.26: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour l'erreur sur l'efficacité de l'étiquetage de jet de b . Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

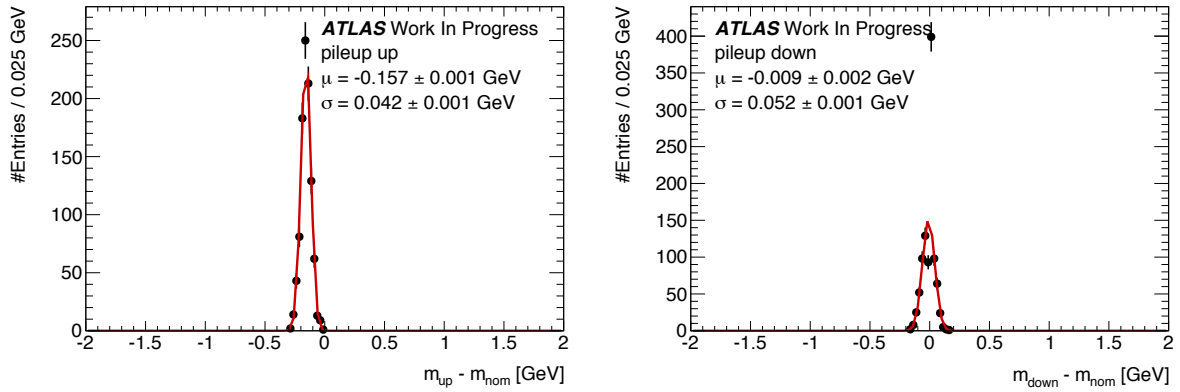


FIGURE E.27: Distributions des différences entre les ensembles varié haut et nominal (à gauche) et les ensembles varié bas et nominal (à droite) pour l'erreur sur l'estimation de l'empilement. Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

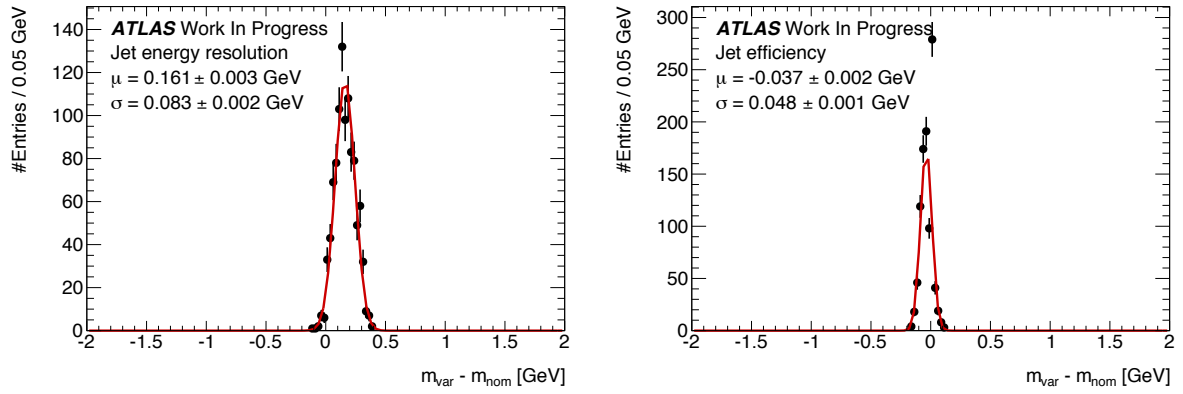


FIGURE E.28: Distributions des différences entre les ensembles varié et nominal pour l'erreur sur la résolution en énergie des jets (à gauche) et l'efficacité des jets (à droite). Les courbes rouges sont des ajustements par distribution gaussienne dont les moyennes μ et largeurs σ sont indiquées sur les figures.

Annexe F

Détail des incertitudes systématiques sur l'échelle d'énergie des jets et les leptons

Nom de la composante	$m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}$	$m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}$	1	2	3
Électrons			0,29	0,29	0,28
Échelle d'énergie des électrons	$-0,16 \pm 0,07$	$0,40 \pm 0,06$	0,28	0,28	0,28
Résolution en énergie des électrons	$-0,07 \pm 0,07$	$-0,07 \pm 0,05$	0,07	0,07	0,00
Énergie transverse manquante	$-0,33 \pm 0,05$	$-0,32 \pm 0,05$	0,33	0,33	0,01
Muons			0,23	0,21	0,08
Efficacité des muons	$-0,07 \pm 0,05$	N/A	0,07	0,07	0,07
Échelle d'impulsion des muons	$-0,16 \pm 0,04$	$-0,13 \pm 0,06$	0,16	0,15	0,02
Efficacité d'identification des muons	$-0,15 \pm 0,03$	$-0,11 \pm 0,03$	0,15	0,13	0,02

TABLE F.1: Composantes systématiques des leptons et de l'énergie manquante transverse. Les valeurs en gras sont les sommes quadratiques de leurs catégories respectives.

Nom de la composante	$m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}$	$m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}$	1	2	3
Échelle d'énergie des jets			1,97	1,76	1,40
Statistique			0,98	0,79	0,38
EffectiveNP STAT1	$-0,38 \pm 0,07$	$-0,41 \pm 0,07$	0,41	0,40	0,02
EffectiveNP STAT2	$-0,32 \pm 0,07$	$-0,41 \pm 0,07$	0,41	0,37	0,05
EffectiveNP STAT3	$0,19 \pm 0,10$	$-0,37 \pm 0,06$	0,28	0,28	0,28
EtaIntercalibration TotalStat	$-0,25 \pm 0,05$	$-0,74 \pm 0,06$	0,74	0,50	0,25
Modélisation			0,59	0,59	0,59
EffectiveNP MODEL1	$0,14 \pm 0,05$	$-0,45 \pm 0,05$	0,30	0,30	0,30
EffectiveNP MODEL2	$-0,02 \pm 0,11$	$0,49 \pm 0,10$	0,26	0,26	0,26
EffectiveNP MODEL3	$-0,42 \pm 0,16$	$0,18 \pm 0,18$	0,30	0,30	0,30
EffectiveNP MODEL4	$-0,10 \pm 0,05$	$0,40 \pm 0,06$	0,25	0,25	0,25
EtaIntercalibration Theory	$0,35 \pm 0,05$	$-0,05 \pm 0,05$	0,20	0,20	0,20
Détecteur			0,71	0,71	0,71
EffectiveNP DET1	$0,30 \pm 0,06$	$-1,11 \pm 0,07$	0,71	0,71	0,71
EffectiveNP DET2	$0,06 \pm 0,10$	$-0,00 \pm 0,12$	0,03	0,03	0,03
Mixte			0,58	0,52	0,07
EffectiveNP MIXED1	$-0,37 \pm 0,07$	$-0,41 \pm 0,06$	0,41	0,39	0,02
EffectiveNP MIXED2	$-0,27 \pm 0,06$	$-0,41 \pm 0,07$	0,41	0,34	0,07
Particle de haut p_T	$0,05 \pm 0,04$	$-0,18 \pm 0,04$	0,11	0,11	0,11
RelativeNonClosure	$-0,30 \pm 0,07$	$-0,41 \pm 0,07$	0,41	0,36	0,06
Empilement			0,25	0,22	0,04
Pileup OffsetNPV	$-0,16 \pm 0,05$	$-0,23 \pm 0,06$	0,23	0,20	0,04
Pileup OffsetMu	$-0,07 \pm 0,13$	$-0,09 \pm 0,09$	0,09	0,08	0,02
Closeby	$0,01 \pm 0,06$	$0,63 \pm 0,06$	0,63	0,32	0,31
Saveur			0,48	0,47	0,04
Flavor composition	$-0,44 \pm 0,07$	$-0,43 \pm 0,06$	0,44	0,44	0,01
Flavor response	$-0,12 \pm 0,06$	$-0,19 \pm 0,05$	0,19	0,16	0,04
Échelle d'énergie des jets de b	$0,58 \pm 0,07$	$-1,25 \pm 0,07$	0,92	0,92	0,92
Échelle d'énergie des jets légers			1,74	1,50	1,06

TABLE F.2: Composantes systématiques de l'échelle d'énergie des jets. Les valeurs en gras sont les sommes quadratiques de leurs catégories respectives.

Annexe G

Mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon avec l'estimateur m_{lb}

L'état final dileptonique électron-muon contient a priori un électron, un muon et deux jets issus de quark b . Quatres masses invariantes d'un couple lepton-jet peuvent être construites à partir de ces objets. Deux couples parmi les quatre possibles sont a priori issus de la paire $t\bar{t}$, les deux autres couples étant combinatoires. Les masses invariantes de ces couples sont alors cinématiquement liées à la masse du quark top. La variable m_{lb} est définie comme la plus petite moyenne arithmétique des deux masses invariantes lepton-jet parmi les deux cas possibles. La figure G.1 montre la comparaison données-simulation de la variable m_{lb} .

La mesure présentée ici utilise une méthode de maximisation de vraisemblance pour extraire la masse du quark top de la distribution de m_{lb} à partir des événements de données 2011 à l'énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV dans le canal dileptonique électron-muon. Cette méthode consiste à chercher la masse du quark top qui maximise la quantité :

$$\mathcal{L}(m_{lb} | m_{top}) = \prod_{i=1}^N [(1-r) \cdot P_{sig}(m_{lb} | m_{top}) + r \cdot P_{bkg}(m_{lb} | m_{top})]$$

Avec $\prod_{i=1}^N$ le produit sur les événements, $P_{sig}(m_{lb} | m_{top})$ la somme d'une gaussienne et d'une Landau dont les paramètres dépendent de la masse du quark top, $P_{bkg}(m_{lb} | m_{top})$ une Landau dont les paramètres dépendent de la masse du quark top, et enfin $r = 0,03$ la fraction de bruit de fond parmi les événements sélectionnés.

La première étape de l'analyse consiste à déterminer l'évolution des paramètres du modèle $(1-r) \cdot P_{sig}(m_{lb} | m_{top}) + r \cdot P_{bkg}(m_{lb} | m_{top})$ en fonction de la masse du quark top. La figure G.2 présente la distribution de m_{lb} pour la totalité de la statistique d'un ensemble signal POW-HEG+PYTHIA à $m_{top} = 172,5$ GeV, normalisée à la statistique attendue. Les figures G.3a, G.3b, G.3c et G.3d représentent la même chose pour les points de masse 167,5, 170, 175 et 177,5 GeV. Ces cinq distributions permettent de construire l'évolution des paramètres de $P_{sig}(m_{lb} | m_{top})$ en fonction de m_{top} . La même chose est réalisé pour $P_{bkg}(m_{lb} | m_{top})$ à partir des distributions de m_{lb} pour des événements bruit de fond, illustré figures G.4, G.5a, G.5b, G.5c et G.5d. La

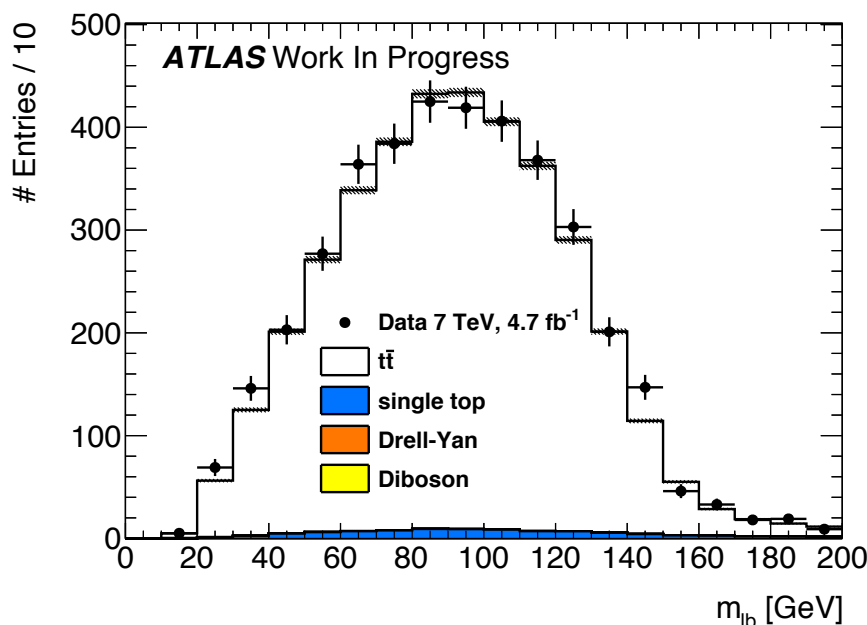


FIGURE G.1: Distribution de la variable m_{lb} pour les événements sélectionnés dans le canal dileptonique $e\mu$. Les points noirs sont les données 2011 acquises à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'histogramme blanc correspond à la simulation du signal $t\bar{t}$, le bleu à la simulation du bruit de fond de production électrofaible de quark top, l'orange au bruit de fond DRELL-YAN Z/γ +jets, le jaune aux bruits de fond WW , WZ et ZZ . L'incertitude statistique sur les données est représentée par les barres verticales sur les points noirs, l'incertitude statistique sur les simulations est représentée par les bandes hachées grises.

figure G.6 donne l'évolution des paramètres du modèle en fonction de m_{top} .

Connaissant l'évolution des paramètres du modèle en fonction de m_{top} , il est possible d'ajuster les distributions de m_{lb} pour des événements signal et bruit de fond par maximisation de vraisemblance et ainsi d'extraire la masse du quark top de ces distributions. Les figures G.7, G.8a, G.8b, G.8c et G.8d illustre cette opération pour les différentes masses générées. L'évolution de la masse mesurée (extraite des distributions) en fonction de la masse générée est représentée en figure G.9, elle servira ensuite d'étalonnage pour la valeur centrale de la mesure.

La figure G.10 représente une pseudo expérience construite à partir de l'ensemble de données simulées signal et bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{top} = 172,5$ GeV. Une pseudo expérience est réalisée en tirant aléatoirement $N_{sig} + N_{bkg}$ événements signal et bruit de fond attendu suivant une distribution de Poisson et en construisant la distribution de m_{lb} à partir de ces événements. L'ajustement du modèle à cette distribution par maximisation de vraisemblance fournit ensuite une valeur centrale et une incertitude statistique. La distribution contenant le nombre d'événement attendu dans les données est représentative d'une réalisation de ces données. L'incertitude statistique pour la figure G.7 est de l'ordre de 0,23 GeV, de l'ordre de 1,02 GeV pour la figure G.10. Ceci provient du fait de la différence de construction entre les deux distributions : l'une exploite de l'ordre de 40000 événements simulés, normalisée à la statistique des données, l'autre exploite de l'ordre de 2000 événements simulés représentant directement les données physiques. La maximisation de vraisemblance se réalise donc sur 40000 événements

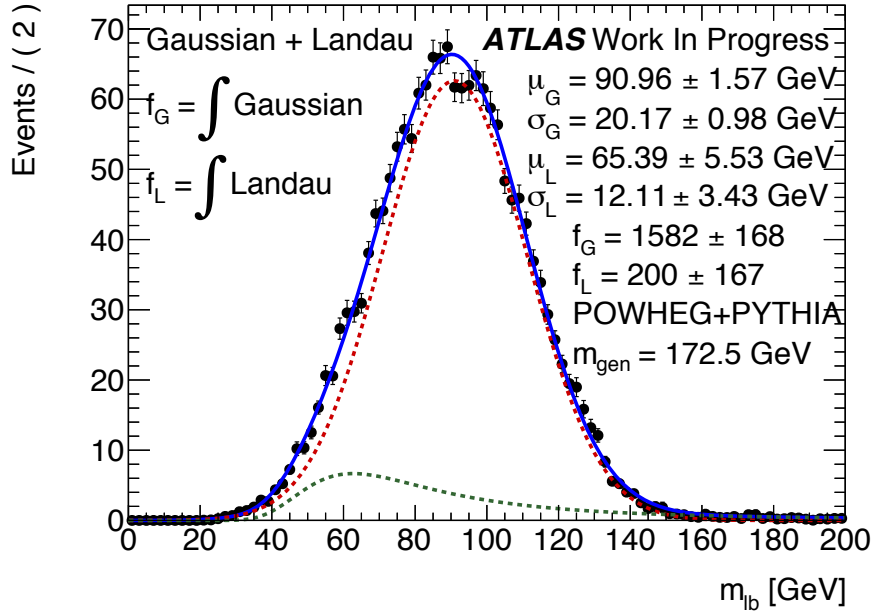


FIGURE G.2: Distribution ajustée de m_{lb} pour le signal POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV. L'ajustement est la somme (bleu) d'une gaussienne (rouge) et d'une Landau (verte). Les paramètres des fonctions sont indiqués par un indice G pour la gaussienne, L pour la Landau, ainsi que leurs intégrales respectives.

dans un cas, 2000 dans l'autre.

La figure G.11 représente la distribution des masses reconstruites réalisées à partir de 1000 pseudo expériences. Les masses mesurées sont distribuées après étalonnage; la moyenne de la distribution est 172,47 GeV, un décalage résiduel de l'ordre de 0,03 GeV est utilisé comme dernière étape de l'étalonnage dans la suite. La largeur de la distribution est de l'ordre de 1,09 GeV, c'est a priori l'incertitude statistique attendue; elle est du même ordre que l'incertitude extraite d'une pseudo expérience.

La figure G.12 représente la distribution des différences entre la masse reconstruite et la masse attendue divisées par l'incertitude statistique, après étalonnage, pour 1000 pseudo expériences. La moyenne est compatible avec 0 et la largeur compatible avec 1. Ceci montre que l'incertitude statistique est bien définie.

La figure G.13 représente la distribution de m_{lb} pour les données 2011 enregistrées par ATLAS, dans le canal dileptonique électron-muon. La masse mesurée est $m_{\text{top}} = 173,37 \pm 0,80$ GeV après étalonnage.

L'estimation des incertitudes systématiques repose sur les mêmes principes que ceux décrit chapitre 7 et évalue les mêmes sources systématiques. Les tables G.1 et G.2 donnent le détail des composantes systématiques intervenant dans la mesure. La mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique électron-muon sur les données 2011 à une énergie de centre de masse

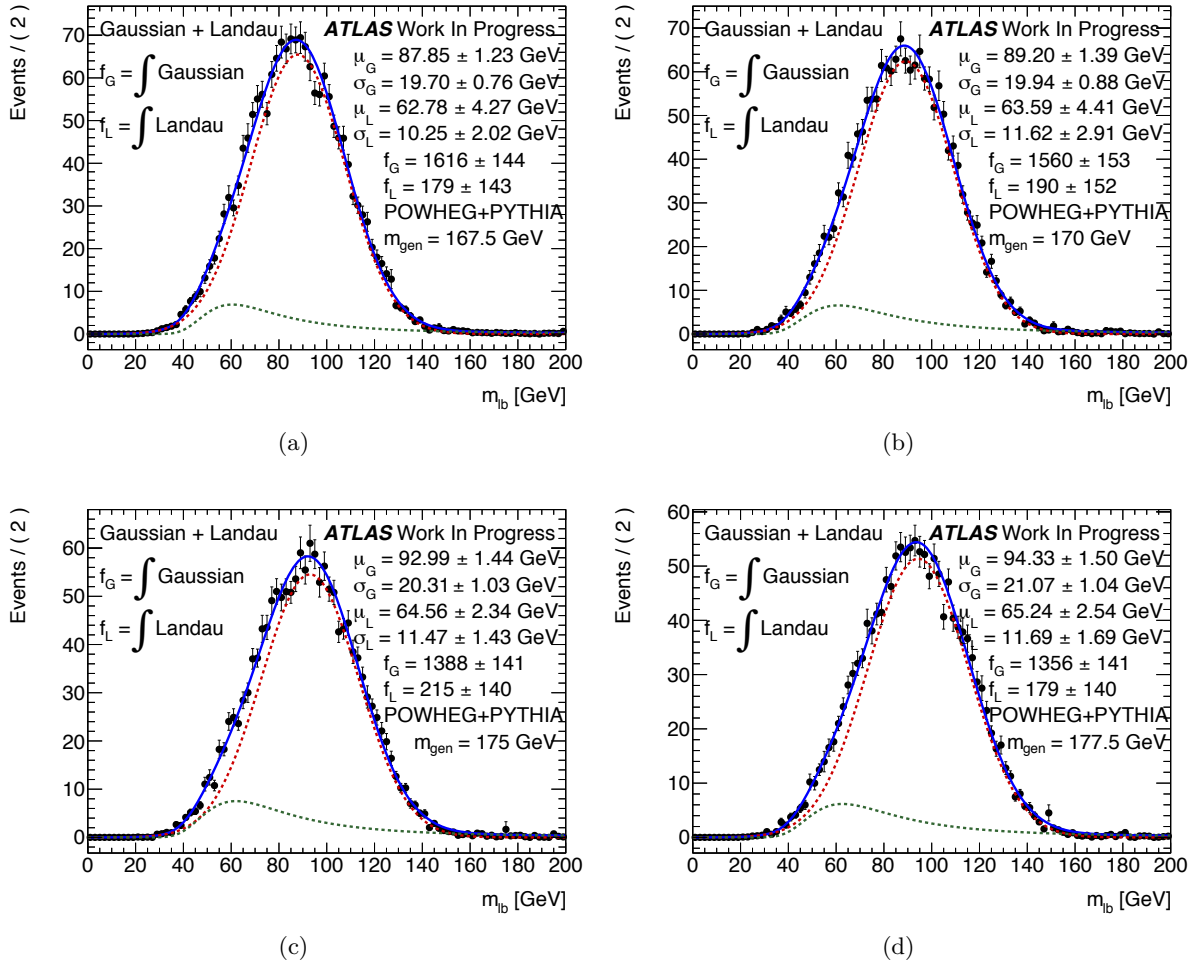


FIGURE G.3: Distributions ajustées de m_{lb} pour le signal POWHEG+PYTHIA à différentes m_{top} . L'ajustement est la somme (bleu) d'une gaussienne (rouge) et d'une Landau (verte). Les paramètres des fonctions sont indiqués par un indice G pour la gaussienne, L pour la Landau, ainsi que leurs intégrales respectives.

de 7 TeV enregistrée par ATLAS au LHC, en utilisant l'estimateur m_{lb} donne :

$$m_{top} = 173,37 \pm 0,80 \pm 1,49 \text{ GeV}$$

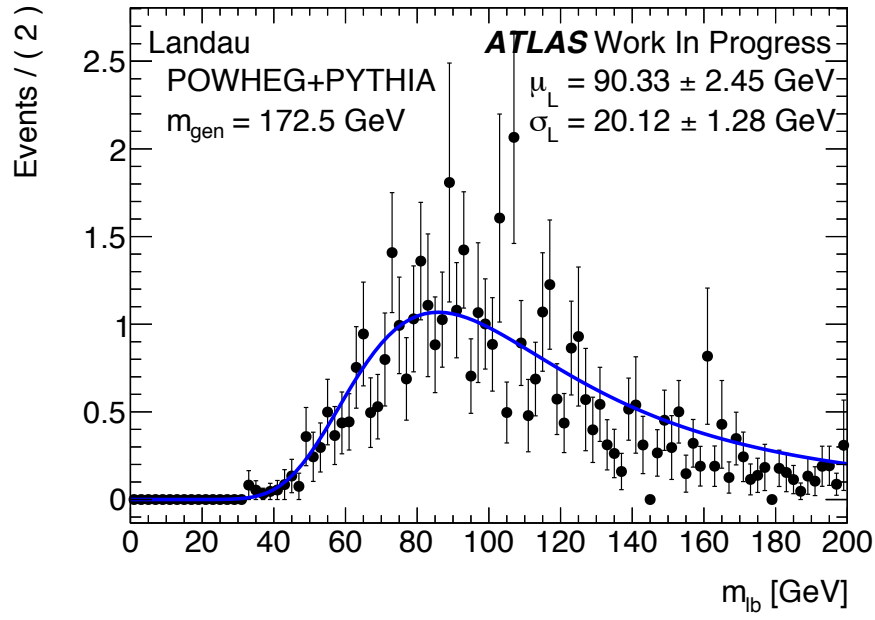


FIGURE G.4: Distribution ajustée de m_{lb} pour le bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5$ GeV. L'ajustement est une Landau (bleu). Les paramètres de la fonction sont indiqués.

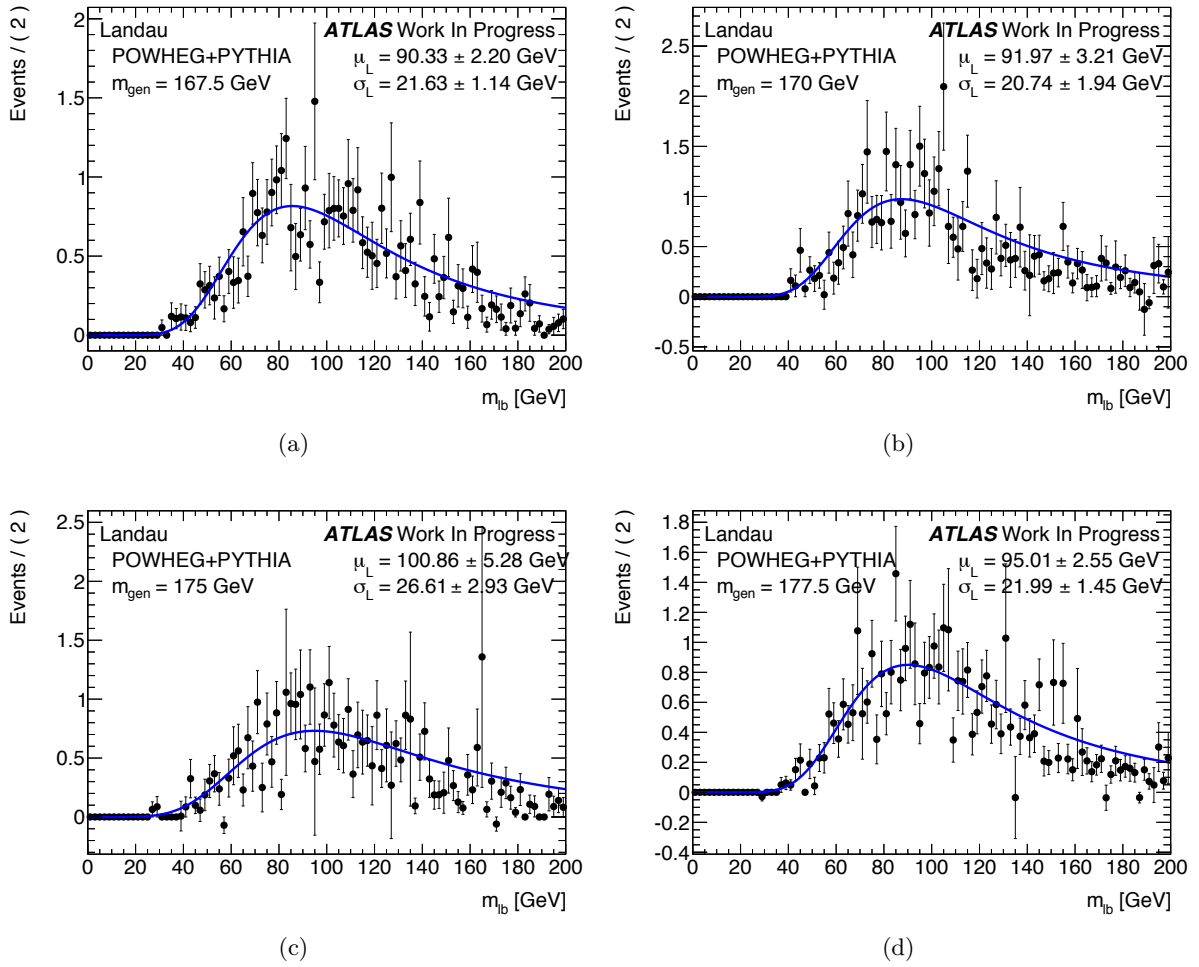


FIGURE G.5: Distribution ajustée de m_{lb} pour le bruit de fond POWHEG+PYTHIA à différentes m_{top} . L'ajustement est une Landau (bleu). Les paramètres de la fonction sont indiqués.

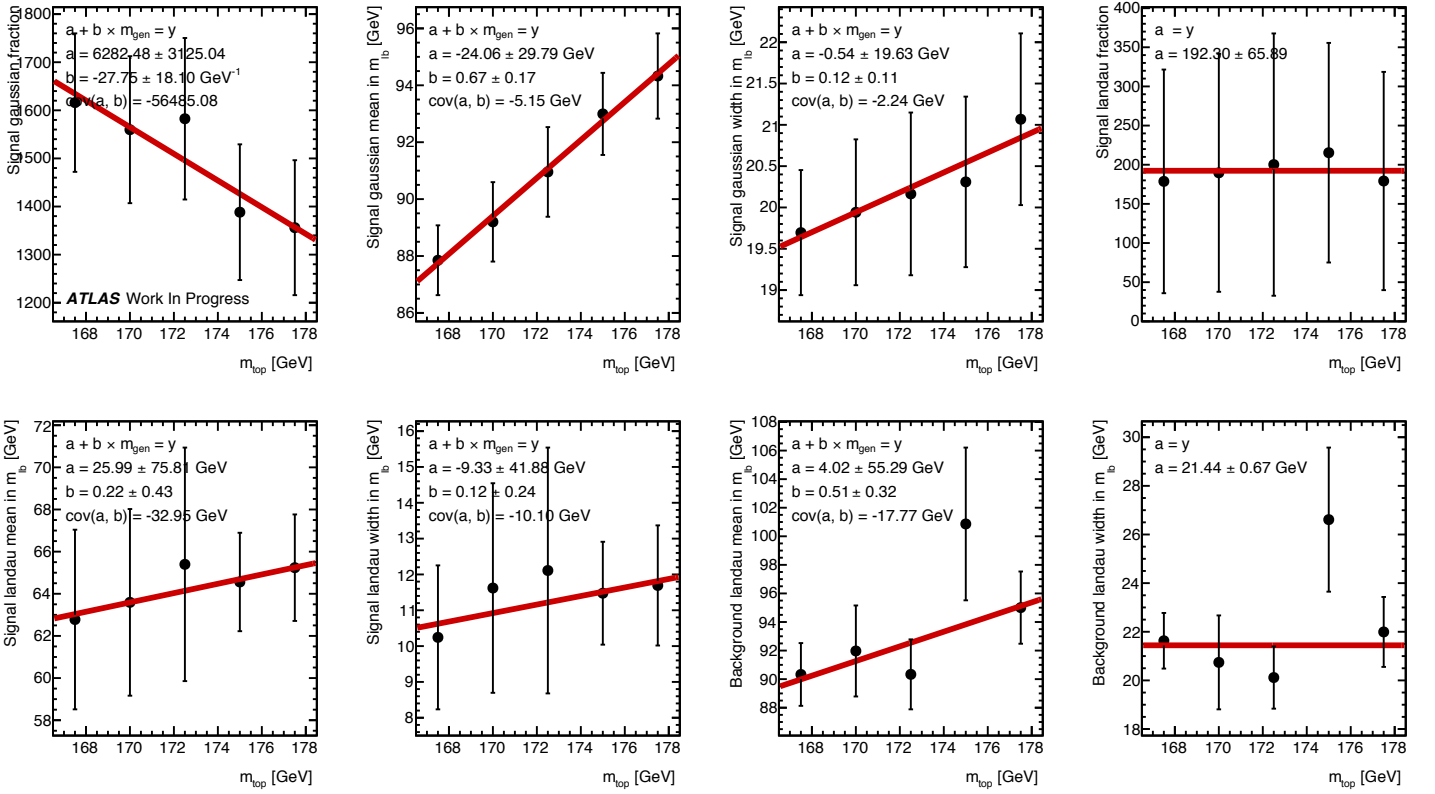


FIGURE G.6: Évolution des paramètres des fonctions d'ajustement pour le signal et le bruit de fond en fonction de la masse du quark top.

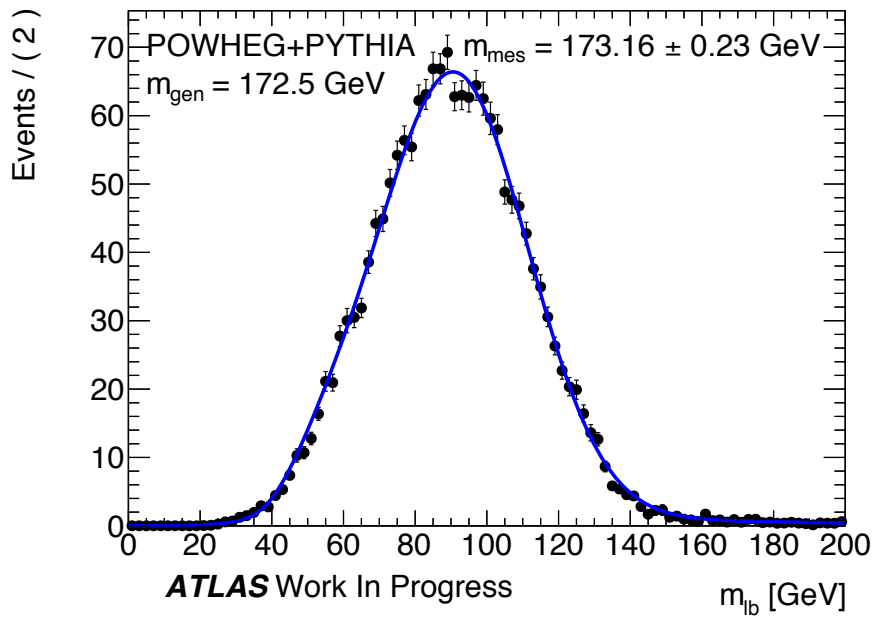


FIGURE G.7: Distribution ajustée de m_{lb} pour le signal et le bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5 \text{ GeV}$. La distribution est ajustée par le modèle par méthode de maximisation de vraisemblance avec pour paramètre libre la masse du quark top. La masse extraite de l'ajustement est indiquée sur la figure.

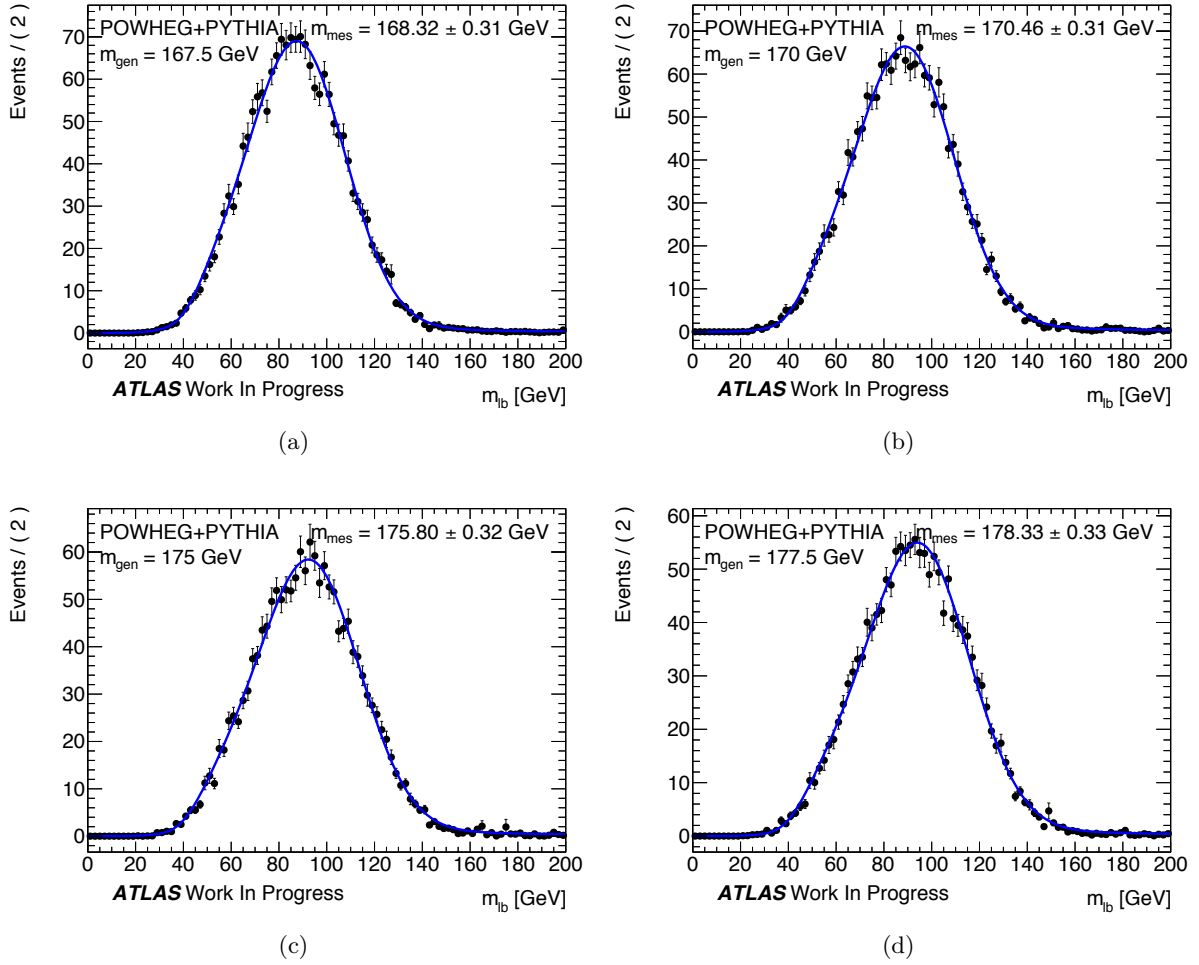


FIGURE G.8: Distribution ajustée de m_{lb} pour le signal et le bruit de fond POWHEG+PYTHIA à différentes m_{top} . Les distributions sont ajustées par le modèle par méthode de maximisation de vraisemblance avec pour paramètre libre la masse du quark top. Les masses extraites de l'ajustement sont indiquées sur les figures.

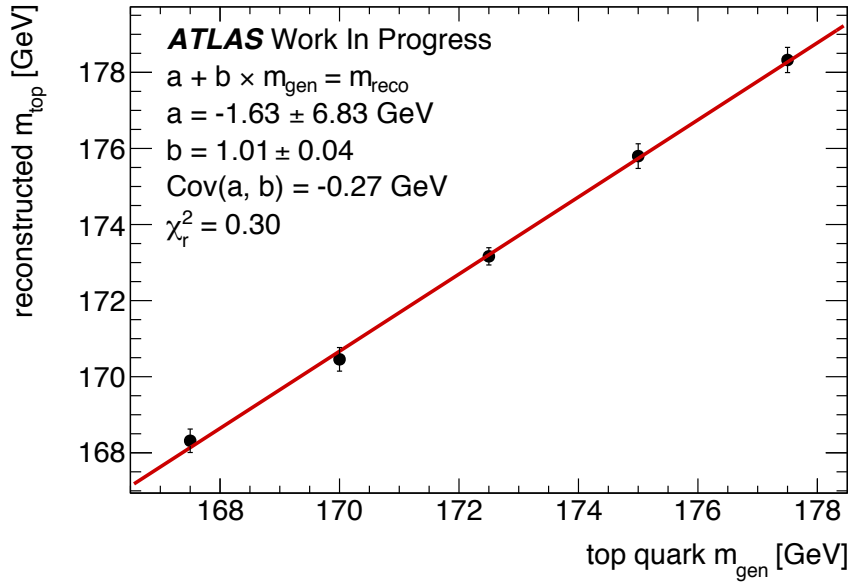


FIGURE G.9: Relation linéaire entre la masse mesurée par l'ajustement par maximisation de vraisemblance et la masse du quark top générée.

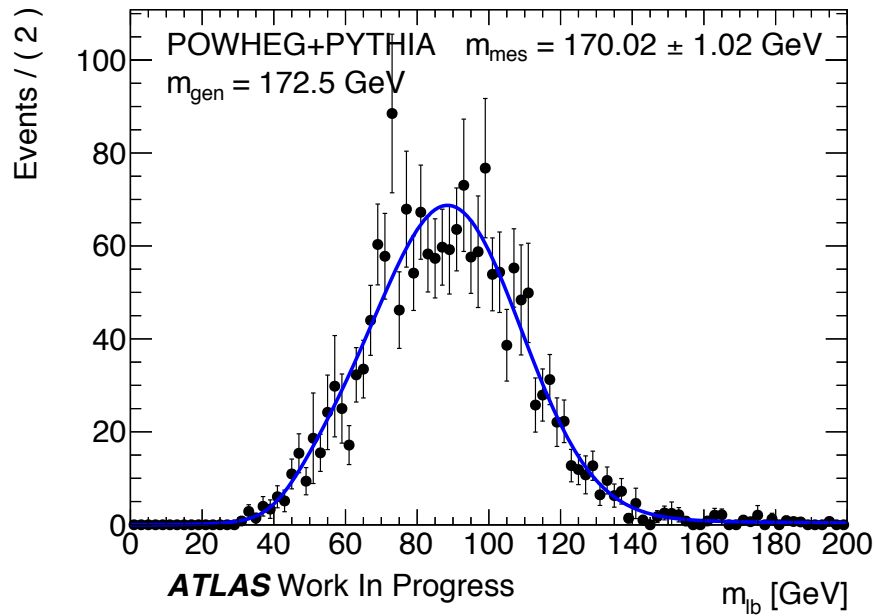


FIGURE G.10: Distribution de m_{lb} ajustée par le modèle par méthode de maximisation de vraisemblance pour une pseudo expérience signal et bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5 \text{ GeV}$.

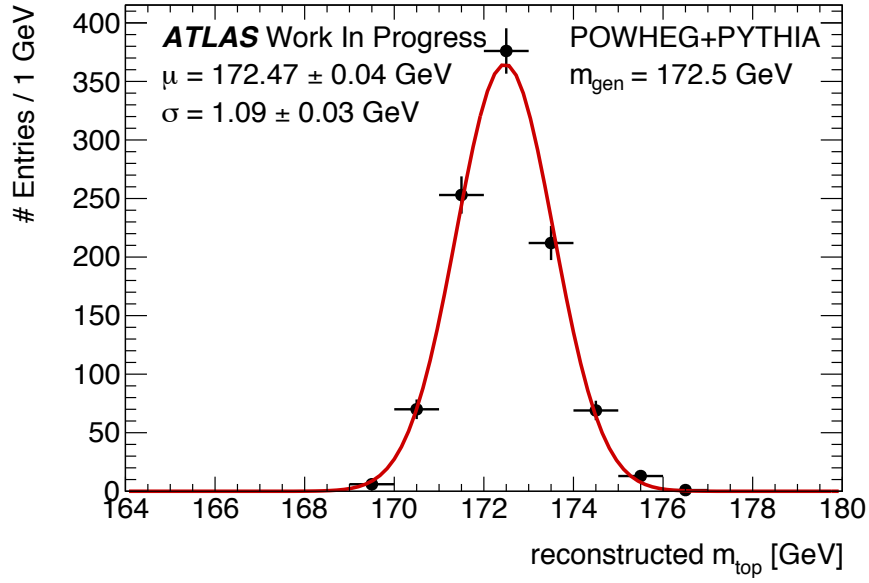


FIGURE G.11: Distribution de la masse reconstruite après étalonnage pour 1000 pseudo expériences signal et bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5 \text{ GeV}$.

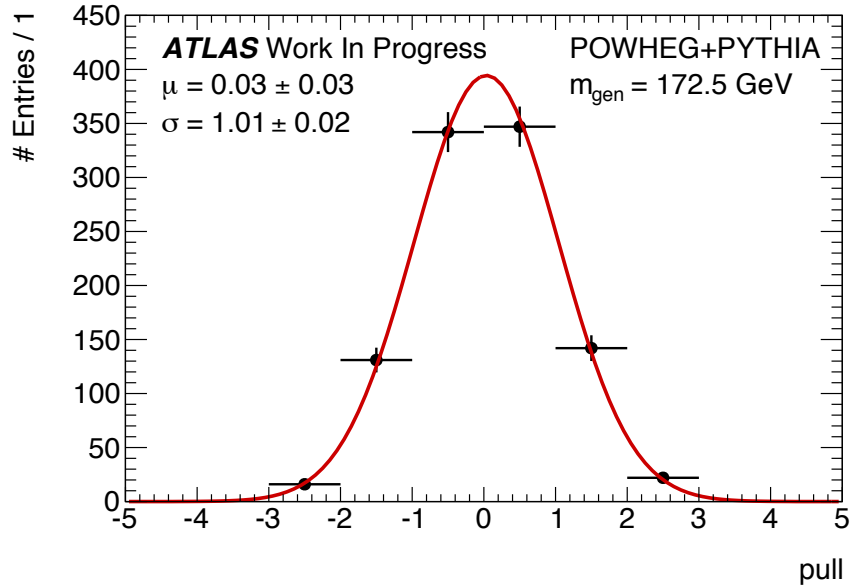


FIGURE G.12: Distribution de pull après étalonnage pour 1000 pseudo expériences signal et bruit de fond POWHEG+PYTHIA à $m_{\text{top}} = 172,5 \text{ GeV}$.

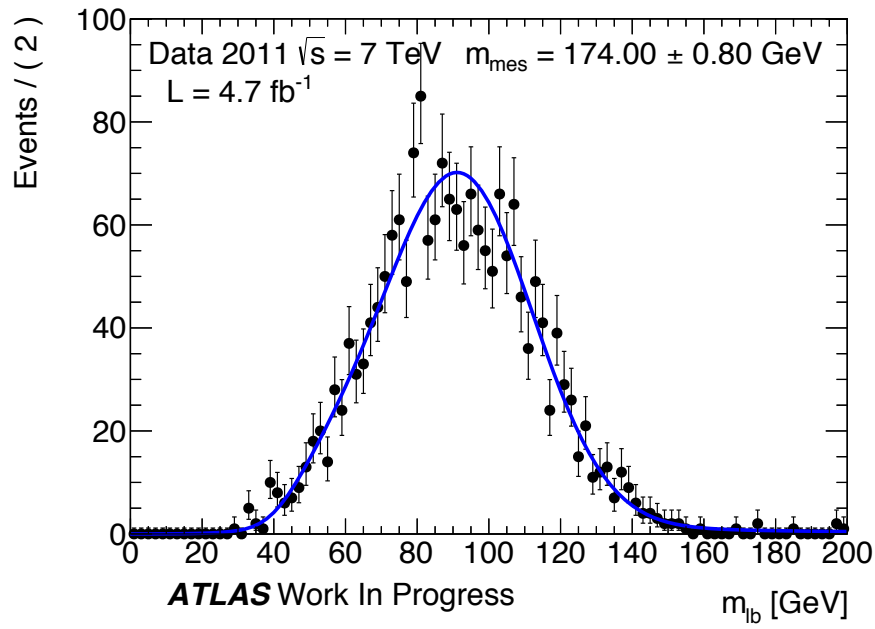


FIGURE G.13: Distribution de m_{lb} ajustée par le modèle par méthode de maximisation de vraisemblance pour les données 2011 à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Nom de la composante	$m_{\text{up}} - m_{\text{nom}}$	$m_{\text{down}} - m_{\text{nom}}$	Estimation
Échelle d'énergie des jets			1,03
Statistique			0,15
EffectiveNP STAT1	0,05	-0,04	0,05
EffectiveNP STAT2	0,04	-0,04	0,04
EffectiveNP STAT3	0,11	-0,11	0,11
EtaIntercalibration TotalStat	0,09	-0,07	0,08
Modélisation			0,51
EffectiveNP MODEL1	0,25	-0,26	0,25
EffectiveNP MODEL2	0,12	-0,12	0,12
EffectiveNP MODEL3	-0,14	0,14	0,14
EffectiveNP MODEL4	0,03	0,03	0,03
EtaIntercalibration Theory	0,39	-0,40	0,40
Détecteur			0,45
EffectiveNP DET1	0,46	-0,45	0,45
EffectiveNP DET2	0,03	-0,03	0,03
Mixte			0,05
EffectiveNP MIXED1	0,04	-0,04	0,04
EffectiveNP MIXED2	0,04	-0,03	0,03
Particle de haut p_T	0	0	0
RelativeNonClosure	0,06	-0,06	0,06
Empilement			0,04
Pileup OffsetNPV	-0,04	0,04	0,04
Pileup OffsetMu	-0,00	0,02	0,01
Closeby	0,26	-0,28	0,27
Saveur			0,04
Flavor composition	0,02	-0,04	0,03
Flavor response	0,01	-0,02	0,02
Échelle d'énergie des jets de b	0,70	-0,70	0,70
Échelle d'énergie des jets légers			0,75

TABLE G.1: Composantes systématiques de l'échelle d'énergie des jets. Les valeurs en gras sont les sommes quadratiques de leurs catégories respectives. Les valeurs données sont en GeV.

Nom de la composante	Estimation
Luminosité	0
Normalisation du signal	0,04
Normalisation du bruit de fond	0,03
Étiquetage des jets de b	0,20
Empilement	0
Résolution en énergie des jets	0,12
Efficacité des jets	0,00
Échelle d'énergie des jets légers	0,75
Échelle d'énergie des jets de b	0,70
Électrons	0,10
Énergie transverse manquante	0
Muons	0
ISR / FSR	0,67
Générateur MC et hadronisation	0,74
Reconnexion de couleur	0,27
Événements sous-jacents	0,06
Échelle de renormalisation	0,13
Total	1,49

TABLE G.2: Récapitulatif des incertitudes systématiques impactant la mesure. Les valeurs données sont en GeV.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579–588.
- [2] S. Weinberg, *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.
- [3] A. Salam, *Weak and electromagnetic interactions*, . Proc. of the 8th Nobel Symposium on ‘Elementary Particle Theory, Relativistic Groups and Analyticity’, Stockholm, Sweden, 1968, edited by N. Svartholm, p. 367–377.
- [4] A. Pich, *The Standard model of electroweak interactions*, [arXiv:hep-ph/0502010 \[hep-ph\]](#).
- [5] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory*. Advanced book program. Westview Press Reading (Mass.), Boulder (Colo.), 1995.
<http://opac.inria.fr/record=b1131978>. Autre tirage : 1997.
- [6] V. Ezhela, S. Lugovsky, and O. Zenin, *Hadronic part of the muon $g-2$ estimated on the $\sigma_{tot}^{2003}(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ evaluated data compilation*, [arXiv:hep-ph/0312114 \[hep-ph\]](#).
- [7] S. Bethke, *The 2009 World Average of $\alpha(s)$* , Eur.Phys.J. **C64** (2009) 689–703, [arXiv:0908.1135 \[hep-ph\]](#).
- [8] B. Pontecorvo, *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge*, Sov.Phys.JETP **26** (1968) 984–988.
- [9] E. Corbelli and P. Salucci, *The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33*, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. **311** (2000) 441–447, [arXiv:astro-ph/9909252 \[astro-ph\]](#).
- [10] LHCb Collaboration, *Supersymmetry and the scale of unification*, Phys. Rev. D **24** (1981) no. [arXiv:1211.2674](#). CERN-PH-EP-2012-335. LHCb-PAPER-2012-043, 1681 – 1683. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.24.1681>.
- [11] L. Ibáñez and G. Ross, *Low-energy predictions in supersymmetric grand unified theories*, Physics Letters B **105** (1981) no. 6, 439 – 442.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269381912004>.
- [12] W. J. Marciano and G. Senjanovic, *Predictions of supersymmetric grand unified theories*, Phys. Rev. D **25** (1982) 3092 – 3095.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.25.3092>.
- [13] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652–657.

- [14] CDF Collaboration, *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626–2631.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2626>.
- [15] D0 Collaboration, S. Abachi et al., *Search for high mass top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, *Phys.Rev.Lett.* **74** (1995) 2422–2426,
[arXiv:hep-ex/9411001](#) [[hep-ex](#)].
- [16] CDF Collaboration, D0 Collaboration, T. A. Aaltonen et al., *Combination of measurements of the top-quark pair production cross section from the Tevatron Collider*, *Phys.Rev.* **D89** (2014) 072001, [arXiv:1309.7570](#) [[hep-ex](#)].
- [17] ATLAS Collaboration, *Measurement of the cross section for top-quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector using final states with two high-pt leptons*, *JHEP* **1205** (2012) 059, [arXiv:1202.4892](#) [[hep-ex](#)].
- [18] CMS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the dilepton channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *JHEP* **1211** (2012) 067, [arXiv:1208.2671](#) [[hep-ex](#)].
- [19] ATLAS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using kinematic information of lepton+jets events*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-121, CERN, Geneva, Aug, 2011.
- [20] CMS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with lepton + jets final states*, *Phys.Lett.* **B720** (2013) 83–104,
[arXiv:1212.6682](#).
- [21] ATLAS Collaboration, *Combination of ATLAS and CMS top-quark pair cross section measurements using up to 1.1 fb⁻¹ of data at 7 TeV*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-134, CERN, Geneva, Sep, 2012.
- [22] ATLAS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using $e\mu$ events with b -tagged jets*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-097, CERN, Geneva, Sep, 2013.
- [23] ATLAS Collaboration, *Measurement of the top quark pair production cross section in the single-lepton channel with ATLAS in proton-proton collisions at 8 TeV using kinematic fits with b -tagging*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-149, CERN, Geneva, Nov, 2012.
- [24] CMS Collaboration, *Top pair cross section in e/μ +jets at 8 TeV*, Tech. Rep. CMS-PAS-TOP-12-006, CERN, Geneva, 2012.
- [25] CMS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the dilepton channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *JHEP* **1402** (2014) 024, [arXiv:1312.7582](#) [[hep-ex](#)].
- [26] D0 Collaboration, V. Abazov et al., *Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of $|V_{tb}|$* , *Phys.Rev.Lett.* **98** (2007) 181802, [arXiv:hep-ex/0612052](#) [[hep-ex](#)].
- [27] D0 Collaboration, V. Abazov et al., *Observation of Single Top Quark Production*, *Phys.Rev.Lett.* **103** (2009) 092001, [arXiv:0903.0850](#) [[hep-ex](#)].

-
- [28] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *First Observation of Electroweak Single Top Quark Production*, *Phys.Rev.Lett.* **103** (2009) 092002, [arXiv:0903.0885 \[hep-ex\]](#).
- [29] Particle Data Group Collaboration, J. B. et al., *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev. D* **D 86** (2012) 010001.
- [30] F. Olness and R. Scalise, *Regularization, Renormalization, and Dimensional Analysis : Dimensional Regularization meets Freshman E&M*, *Am.J.Phys.* **79** (2011) 306, [arXiv:0812.3578 \[hep-ph\]](#).
- [31] F. Jegerlehner, M. Y. Kalmykov, and B. A. Kniehl, *On the difference between the pole and the \overline{MS} masses of the top quark at the electroweak scale*, *Phys.Lett.* **B722** (2013) 123–129, [arXiv:1212.4319 \[hep-ph\]](#).
- [32] J. Ellis, J. Espinosa, G. Giudice, A. Hoecker, and A. Riotto, *The Probable Fate of the Standard Model*, *Phys.Lett.* **B679** (2009) 369–375, [arXiv:0906.0954 \[hep-ph\]](#).
- [33] ATLAS Collaboration, *Observation of a new χ_b state in radiative transitions to $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ at ATLAS*, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 152001, [arXiv:1112.5154 \[hep-ex\]](#).
- [34] CMS and LHCb Collaboration, *Combination of results on the rare decays $B_{(s)}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ from the CMS and LHCb experiments*, Tech. Rep. CMS-PAS-BPH-13-007. CERN-LHCb-CONF-2013-012, CERN, Geneva, Jun, 2014.
- [35] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys.Lett.* **B716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [36] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys.Lett.* **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [37] ATLAS Collaboration, *ATLAS magnet system : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [38] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [39] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Inner Detector operation, data quality and tracking performance*, [arXiv:1303.3630 \[physics.ins-det\]](#).
- [40] ATLAS Collaboration, *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [41] ATLAS Collaboration, *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [42] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, *Eur.Phys.J.* **C72** (2012) 1909, [arXiv:1110.3174 \[hep-ex\]](#).
- [43] ATLAS Collaboration, *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, [arXiv:1407.5063 \[hep-ex\]](#).

- [44] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, [arXiv:1406.0076 \[hep-ex\]](#).
- [45] E. Abat, J. Abdallah, T. Addy, P. Adragna, M. Aharrouche, et al., *Combined performance studies for electrons at the 2004 ATLAS combined test-beam*, [JINST 5 \(2010\) P11006](#).
- [46] M. Aharrouche, C. Adam-Bourdarios, M. Aleksa, D. Banfi, D. Bencheikroun, et al., *Measurement of the response of the ATLAS liquid argon barrel calorimeter to electrons at the 2004 combined test-beam*, [Nucl.Instrum.Meth. A614 \(2010\) 400–432](#).
- [47] ATLAS Collaboration, *Response uniformity of the {ATLAS} liquid argon electromagnetic calorimeter*, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 582 \(2007\) no. 2, 429 – 455](#). <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207018591>.
- [48] ATLAS Collaboration, *Energy linearity and resolution of the {ATLAS} electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam*, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 568 \(2006\) no. 2, 601 – 623](#). <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206013222>.
- [49] P. Adragna, C. Alexa, K. Anderson, A. Antonaki, A. Arabidze, et al., *Testbeam studies of production modules of the ATLAS tile calorimeter*, [Nucl.Instrum.Meth. A606 \(2009\) 362–394](#).
- [50] J. Pinfold, J. Soukup, J. Archambault, C. Cojocar, M. Khakzad, et al., *Performance of the ATLAS liquid argon endcap calorimeter in the pseudorapidity region $2.5 < |\eta| < 4.0$ in beam tests*, [Nucl.Instrum.Meth. A593 \(2008\) 324–342](#).
- [51] M. Aharrouche, J. Colas, L. Di Ciaccio, M. El Kacimi, O. Gaumer, et al., *Study of the response of ATLAS electromagnetic liquid argon calorimeters to muons*, [Nucl.Instrum.Meth. A606 \(2009\) 419–431](#).
- [52] ATLAS Collaboration, *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. distribution.
- [53] ATLAS Collaboration, *Calibration and Performance of the ATLAS Muon Spectrometer*, [arXiv:1109.6933 \[physics.ins-det\]](#).
- [54] ATLAS Collaboration, P. Jenni, M. Nessi, M. Nordberg, and K. Smith, *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003.
- [55] ATLAS Collaboration, *Distributed Data Analysis in ATLAS*, Tech. Rep. ATL-SOFT-PROC-2009-007, CERN, Geneva, Nov, 2009.
- [56] T. Maeno, K. De, T. Wenaus, P. Nilsson, R. Walker, A. Stradling, V. Fine, M. Potekhin, S. Panitkin, and G. Compostella, *Evolution of the ATLAS PanDA Production and Distributed Analysis System*, Tech. Rep. ATL-SOFT-PROC-2012-011, CERN, Geneva, May, 2012.

-
- [57] D. Barberis, J. Chudoba, S. Jézéquel, J. Kennedy, A. Klimentov, D. Liko, A. Olszewski, L. Perini, and G. Poulard, *ATLAS Distributed Data management Operations*, Tech. Rep. ATL-SOFT-PUB-2006-006. CERN-ATL-SOFT-PUB-2006-006. ATL-COM-SOFT-2006-008, CERN, Geneva, Aug, 2006.
- [58] S. Albrand, J. Fulachier, F. Lambert, and E. J. Gallas, *ATLAS File and Dataset Metadata Collection and Use*, .
- [59] D0 Collaboration, V. Abazov et al., *Measurement of the top quark mass in the lepton+jets final state with the matrix element method*, *Phys.Rev.* **D74** (2006) 092005, [arXiv:hep-ex/0609053 \[hep-ex\]](#).
- [60] ATLAS Collaboration, T. A. Collaboration, *Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the gamma-gamma channel with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-091, CERN, Geneva, Jul, 2012.
- [61] Y. Tsai, *Pair production and bremsstrahlung of charged leptons*, *Review of Modern Physics* **46** (1974) .
- [62] R. Wigmans, *Calorimetry*, *Scientifica Acta* **2** (2008) 18–55.
- [63] ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter Collaboration, *Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A568** (2006) 601–623, [arXiv:physics/0608012 \[physics\]](#).
- [64] ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS muon trigger in 2011*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-099, CERN, Geneva, Jul, 2012.
- [65] GEANT4 collaboration, *Geant4 : a simulation toolkit*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506** (2003) no. 3, 250 – 303. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [66] ATLAS Collaboration, E. Richter-Was, D. Froidevaux, and L. Poggioli, *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, Tech. Rep. ATL-PHYS-98-131, CERN, Geneva, Nov, 1998.
- [67] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky, et al., *New parton distributions for collider physics*, *Phys.Rev.* **D82** (2010) 074024, [arXiv:1007.2241 \[hep-ph\]](#).
- [68] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, *Comput.Phys.Commun.* **178** (2008) 852–867, [arXiv:0710.3820 \[hep-ph\]](#).
- [69] M. Bahr, S. Gieseke, M. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, et al., *Herwig++ Physics and Manual*, *Eur.Phys.J.* **C58** (2008) 639–707, [arXiv:0803.0883 \[hep-ph\]](#).
- [70] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, *JHEP* **0307** (2003) 001, [arXiv:hep-ph/0206293 \[hep-ph\]](#).
- [71] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, *JHEP* **0206** (2002) 029, [arXiv:hep-ph/0204244 \[hep-ph\]](#).

- [72] J. Alwall, P. Demin, S. de Visscher, R. Frederix, M. Herquet, et al., *MadGraph/MadEvent v4 : The New Web Generation*, **JHEP** **0709** (2007) 028, [arXiv:0706.2334 \[hep-ph\]](#).
- [73] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, *The Monte Carlo event generator AcerMC versions 2.0 to 3.8 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1*, **Comput.Phys.Commun.** **184** (2013) 919–985, [arXiv:hep-ph/0405247 \[hep-ph\]](#).
- [74] C. Oleari, *The POWHEG-BOX*, **Nucl.Phys.Proc.Suppl.** **205-206** (2010) 36–41, [arXiv:1007.3893 \[hep-ph\]](#).
- [75] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer, et al., *HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR*, **Comput.Phys.Commun.** **182** (2011) 1034–1046, [arXiv:1007.1327 \[hep-ph\]](#).
- [76] M. Czakon, P. Fiedler, and A. Mitov, *The total top quark pair production cross-section at hadron colliders through $\mathcal{O}(\alpha_S^4)$* , [arXiv:1303.6254 \[hep-ph\]](#).
- [77] M. Czakon and A. Mitov, *NNLO corrections to top pair production at hadron colliders : the quark-gluon reaction*, **JHEP** **1301** (2013) 080, [arXiv:1210.6832 \[hep-ph\]](#).
- [78] M. Czakon and A. Mitov, *NNLO corrections to top-pair production at hadron colliders : the all-fermionic scattering channels*, **JHEP** **1212** (2012) 054, [arXiv:1207.0236 \[hep-ph\]](#).
- [79] P. Baernreuther, M. Czakon, and A. Mitov, *Percent Level Precision Physics at the Tevatron : First Genuine NNLO QCD Corrections to $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} + X$* , **Phys.Rev.Lett.** **109** (2012) 132001, [arXiv:1204.5201 \[hep-ph\]](#).
- [80] M. Cacciari, M. Czakon, M. Mangano, A. Mitov, and P. Nason, *Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation*, **Phys.Lett.** **B710** (2012) 612–622, [arXiv:1111.5869 \[hep-ph\]](#).
- [81] M. Czakon and A. Mitov, *Top++ : A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders*, [arXiv:1112.5675 \[hep-ph\]](#).
- [82] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, **Eur.Phys.J.** **C63** (2009) 189–285, [arXiv:0901.0002 \[hep-ph\]](#).
- [83] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Uncertainties on $\alpha(S)$ in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections*, **Eur.Phys.J.** **C64** (2009) 653–680, [arXiv:0905.3531 \[hep-ph\]](#).
- [84] R. D. Ball, V. Bertone, S. Carrazza, C. S. Deans, L. Del Debbio, et al., *Parton distributions with LHC data*, **Nucl.Phys.** **B867** (2013) 244–289, [arXiv:1207.1303 \[hep-ph\]](#).
- [85] J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, H.-L. Lai, Z. Li, et al., *The CT10 NNLO Global Analysis of QCD*, [arXiv:1302.6246 \[hep-ph\]](#).
- [86] M. Botje, J. Butterworth, A. Cooper-Sarkar, A. de Roeck, J. Feltesse, et al., *The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations*, [arXiv:1101.0538 \[hep-ph\]](#).

-
- [87] ATLAS Collaboration, *Measurement of multi-jet cross sections in proton-proton collisions at a 7 TeV center-of-mass energy*, [Eur.Phys.J. **C71** \(2011\) 1763](#), [arXiv:1107.2092 \[hep-ex\]](#).
- [88] ATLAS Collaboration, *Measurement of the Top Quark Mass in Dileptonic Top Quark Pair Decays with $\sqrt{s} = 7$ TeV ATLAS Data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-077, CERN, Geneva, Jul, 2013.
- [89] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W^- or H^-* , [Phys.Rev. **D82** \(2010\) 054018](#), [arXiv:1005.4451 \[hep-ph\]](#).
- [90] J. Butterworth, E. Dobson, U. Klein, B. Mellado Garcia, T. Nunnemann, J. Qian, D. Rebutzi, and R. Tanaka, *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2010-695, CERN, Geneva, Aug, 2010.
- [91] ATLAS Collaboration, *Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, [Eur.Phys.J. **C71** \(2011\) 1577](#), [arXiv:1012.1792 \[hep-ex\]](#).
- [92] ATLAS Collaboration, *A measurement of the muon reconstruction efficiency in 2010 ATLAS data using $j\psi$ decays*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-125, CERN, Geneva, Aug, 2012.
- [93] O. Kortner, E. Moyse, and A. Salvucci, *Muon resolution plots*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2011-1504, CERN, Geneva, Nov, 2011.
- [94] ATLAS Collaboration, *Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data*, [Eur.Phys.J. **C74** \(2014\) 2941](#), [arXiv:1404.2240 \[hep-ex\]](#).
- [95] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*, [JHEP **0804** \(2008\) 063](#), [arXiv:0802.1189 \[hep-ph\]](#).
- [96] ATLAS Collaboration, *Commissioning of the ATLAS high-performance b -tagging algorithms in the 7 TeV collision data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-102, CERN, Geneva, Jul, 2011.
- [97] ATLAS Collaboration, *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS*, [Eur.Phys.J. **C72** \(2012\) 1844](#), [arXiv:1108.5602 \[hep-ex\]](#).
- [98] ATLAS Collaboration, *Measurement of the cross-section for associated production of a top quark and a W boson at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-100, CERN, Geneva, Sep, 2013.
- [99] CDF Collaboration, *Precision measurement of the top quark mass from dilepton events at CDF II*, [Phys.Rev. **D75** \(2007\) 031105](#), [arXiv:hep-ex/0612060 \[hep-ex\]](#).
- [100] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W^- or H^-* , [Phys.Rev. **D82** \(2010\) 054018](#).

- [101] ATLAS Collaboration, *Measurement of the top quark mass with the template method in the $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ channel using ATLAS data*, [Eur.Phys.J. **C72** \(2012\) 2046](#), [arXiv:1203.5755 \[hep-ex\]](#).
- [102] ATLAS Collaboration, *Measurement of the Top Quark Mass from $\sqrt{s} = 7$ TeV ATLAS Data using a 3-dimensional Template Fit*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-046, CERN, Geneva, May, 2013.
- [103] ATLAS Collaboration, *Top quark mass measurement in the $e\mu$ channel using the $mT2$ variable at ATLAS*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-082, CERN, Geneva, Jul, 2012.
- [104] ATLAS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section using $e\mu$ events with b -tagged jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS detector*, [arXiv:1406.5375 \[hep-ex\]](#).
- [105] ATLAS Collaboration, CDF Collaboration, CMS Collaboration, D0 Collaboration, *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass*, Tech. Rep. [arXiv:1403.4427](#). ATLAS-CONF-2014-008. CDF-NOTE-11071. CMS-PAS-TOP-13-014. D0-NOTE-6416, CERN, Geneva, Mar, 2014. Comments : 34 pages, 7 figures.
- [106] D0 Collaboration, *Precision measurement of the top-quark mass in lepton+jets final states*, [Phys.Rev.Lett. **113** \(2014\) 032002](#), [arXiv:1405.1756 \[hep-ex\]](#).

Résumé : le LHC a fourni des collisions proton-proton avec une énergie dans le référentiel de centre de masse égale à 7 TeV en 2011 et 8 TeV en 2012, correspondant respectivement à une luminosité intégrée de 5 fb^{-1} et 23 fb^{-1} . Les données collectées par le détecteur ATLAS ont permis de mieux comprendre le détecteur, d'évaluer ses performances dans des conditions expérimentales de plus en plus complexes, de réaliser de nombreuses mesures de paramètres physique ainsi que la découverte du boson de HIGGS. Le quark top est impliqué dans de nombreux processus au delà du modèle standard. Mesurer sa masse avec précision est important, cette dernière étant un paramètre important du modèle standard et des théories de nouvelle physique. Après une description du modèle standard et du quark top, la première partie de cette thèse présente le détecteur ATLAS et son calorimètre électromagnétique pour lequel une étude de correction des constantes d'étalonnage est présentée. La deuxième partie décrit les événements de physique du quark top et leur sélection à ATLAS. Sont ensuite abordées les aspects théoriques de la méthode « des éléments de matrice » développée dans cette thèse pour la mesure de la masse du quark top dans le canal dileptonique électron-muon ainsi que sa mise en œuvre dans le cadre expérimental d'ATLAS. L'étalonnage de la mesure et différentes études d'optimisation sont présentées. La dernière partie décrit les incertitudes systématiques de la mesure et leur évaluation. La masse du quark top finalement obtenue s'élève à $173,65 \pm 0,70 \pm 2,36 \text{ GeV}$; compatible avec les autres mesures réalisées à travers le monde.

Mot-clés : physique des particules, LHC, ATLAS, calorimètre, quark top, mesure, masse, méthode des éléments de matrice

Abstract: the LHC produced proton-proton collisions data at 7 TeV of center of mass energy in 2011 and 8 TeV in 2012, corresponding to integrated luminosity of, respectively, 5 fb^{-1} and 23 fb^{-1} . Data acquired by ATLAS have led to a better understanding of the detector and its performance, to many measurements of physical quantities and the discovery of the HIGGS boson. Top quark is involved in many processes beyond the Standard Model. Its mass is an important parameter for the Standard Model and any New Physics theory, thus precisely measuring its mass is necessary. After a description of the Standard Model of Particle Physics, and the role of the top quark in it, the first half of this thesis describes the ATLAS detector and its electromagnetic calorimeter, for which a study of the calibration constant patching is detailed. The second half details top quark physics events detected in ATLAS and their selection. Theoretical aspects of the “matrix element method” and its implementation for the top quark mass measurement in the dilepton electron-muon channel in the experimental framework of ATLAS are discussed. The measurement calibration and optimisation studies for the analysis are presented. Finally, systematic uncertainties are described and estimated. This measurement yields a top quark mass of $173.65 \pm 0.70 \pm 2.36 \text{ GeV}$; showing no discrepancy with current worldwide measurements.

Key words: particle physics, LHC, ATLAS, calorimeter, top quark, measurement, mass, matrix element method
